PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. 1. Juni 1920. Redaktionsschluß für No. 13 am 24. Juni 1920. 21. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:
H. Thirring, Atombau und Kristallsymmetrie. S. 281.
W. Voege, Neue Apparate zur Strahlungsmessung. S. 288.
R. Holm, Bemerkungen bezüglich der Theorie des Glimmstroms. S. 296.
W. Gerlach, Die Gesamtstrahlung der Hefnerlampe. S. 299.
Zusammenfassende Bearbeitungen:
C. A. Crommelin, Der „supraleitende Zustand" von Metallen. S. 300.
Tagesereignisse. S. 304.
Personalien. S. 304.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Atombau und Kristallsymmetrie.

Von Hans Thirring.

Die Untersuchungen von Born und Landé über die Berechnung der Kompressibilität regulärer Kristalle aus der Gittertheorie[1]) führten zu dem gewichtigen Schlusse, daß die Atome der Elemente (mit Ausnahme der paar ersten im periodischen System) keine ebenen Elektronenanordnungen sein können, sondern vielmehr räumliche Gebilde seien. Auch A. Smekal gelangt durch Überlegungen auf dem Gebiete der Röntgenspektren[2]) zu der Folgerung, „daß die Elektronenringvorstellung allgemein entweder überhaupt unzulässig ist, oder doch solange als man neben den elektrostatischen Wirkungen nicht auch noch die magnetischen berücksichtigt".

Zugunsten einer räumlichen Anordnung der Elektronen im Atom sprechen nun auch, wie schon Born angedeutet hat, die Erscheinungen der Kristallsymmetrie. A. Johnsen[3]) hat auf Grund der Schoenfließschen Strukturtheorie eine Tabelle zusammengestellt, aus der man die Minimalsymmetrie der Atome für eine Reihe von Kristallen ablesen kann, deren Raumgitter durch die Röntgenanalyse festgestellt sind. Für die C-Atome des Diamanten ergibt sich daraus beispielsweise regulär tetraedrische Symmetrie. Nun haftet aber, wie es dem Verfasser scheint, den Überlegungen von Johnsen noch der Mangel an, daß er zwischen Punktgitter und Atomgitter (welche Begriffe gleich weiter unten eingeführt werden) keine Unterscheidung trifft. Infolgedessen ordnet er den Atomgittern von röntgenoskopisch analysierten Kristallen jene Raumgruppen zu, die zu dem betreffenden Punktgitter gehören und gelangt dadurch u. a. zu dem Resultat, daß die Minimalsymmetrie der Na- und Cl-Atome im Steinsalz regulär holoedrisch sein müsse. Das ist nun nicht richtig, denn wie schon Crehore[1]) gezeigt hat, läßt sich ein $NaCl$-Gitter mit holoedrischer Symmetrie u. a. auch aus ebenen Ringatomen aufbauen. In der Tat kann man unter Zugrundelegung der Schoenfließschen Raumgruppe $\mathfrak{S}_h^4$ eine Atomanordnung bilden, die dem Braggschen $NaCl$-Gitter entspricht und holoedrisch ist, wobei aber die Atome beider Gattungen bloß die Symmetrie D^1_3 (das ist die Symmetrie eines ebenen gleichseitigen Dreieckes) besitzen. Es soll daher im folgenden eine Methode entwickelt werden, nach der unter Berücksichtigung aller Möglichkeiten, die mit dem Befunde der Röntgenanalyse vereinbar sind, Rückschlüsse auf die Atomstruktur gezogen werden können.

Wir wollen an die Spitze unserer Untersuchungen einige Begriffsbestimmungen setzen, die sich für das folgende als nützlich erweisen werden. Zunächst sei erinnert an die Bravaissche Definition der Raumgitter als Orte der Schnittpunkte von drei Scharen paralleler äquidistanter Ebenen. Wir wollen mit Born die Raumgitter nach dieser Definition als einfache Raumgitter bezeichnen und unter Raumgitter schlechtweg eine Anordnung verstehen, die durch eine Ineinanderstellung beliebig vieler gleichartiger oder ungleichartiger einfacher Gitter entsteht. Die meisten auf dem Wege der Röntgenanalyse gefundenen Kristallgitter sind nicht einfach.

Hinsichtlich der Symmetrieverhältnisse wollen wir nun zwischen Punktgittern und Atomgittern unterscheiden. Unter ersteren verstehen wir Raumgitter, die mit mathematischen Punkten oder (was für die Symmetrie auf dasselbe hinausläuft) mit Kugeln besetzt sind. Atomgitter sind hingegen Raumgitter, die mit Atomen bestimmter Symmetrie und bestimmter Orientierung besetzt sind. Zu jedem Atomgitter gibt es ein und nur ein zugehöriges Punktgitter, das entsteht, wenn man die Atome durch Punkte ersetzt.

1) Verh. d. D. Phys. Ges. **20**, 210, 1918.
2) Sitzungsber. d. Wiener Akad. d. Wissensch. **128**, 4. Heft, 1919.
3) Diese Zeitschr. **16**, 269, 1915.

1) Phil. Mag. Vol. XXIX, 6. ser., 750, 1915.

Umgekehrt kann man jedoch jedem Punktgitter unendlich viele Atomgitter zuordnen. Jedes Raumgitter kann man bekanntlich in parallelepipedische Elementarbereiche zerlegen, aus deren Wiederholung man sich das ganze Gitter hervorgegangen denken kann. Der Elementarbereich eines Atomgitters muß nun mit dem des zugehörigen Punktgitters durchaus nicht identisch sein, da nämlich zwei äquivalente Punkte des Gitters zwar mit gleichen, aber nicht mit gleich orientierten Atomen besetzt sein müssen. Ein einfaches Beispiel: Der Elementarbereich des bekannten Braggschen $NaCl$-Gitters ist ein Würfel mit der Kantenlänge $\delta = 5{,}63 \cdot 10^{-8}$ cm. Geht man also längs einer Würfelkante weiter, so trifft man im Abstande δ aufeinanderfolgende gleiche Atome. Die Röntgenanalyse gibt aber keinen Anhaltspunkt dafür, daß diese Atome auch gleich orientiert seien, denn die Intensität der Spiegelungen an den einzelnen Netzebenen des Kristalls hängt nur von der Zahl der Elektronen im Atom, aber nicht von dessen Orientierung ab. Es ist daher von vornherein ohne weiteres möglich, daß erst jedes zweite, dritte ..... Atom in dieser Reihe wieder die gleiche Orientierung hat. Die Kante des Elementarwürfels für das Atomgitter ist nun nicht wie beim Punktgitter der Abstand zweier nächster gleicher Atome, sondern der zweier nächster gleicher und gleich orientierter Atome. Wir bezeichnen im folgenden stets die Kantenlänge des Elementarwürfels des Punktgitters mit δ und jene des Atomgitters mit a. Es muß dann, wie leicht ersichtlich, die Beziehung

$$a = n\delta \qquad n = 1, 2, 3 \ldots\ldots$$

gelten.

Wenn die Zahl der Atome im Elementarbereich des Punktgitters Z ist, so enthält der Elementarbereich des Atomgitters $n^3 Z$ Atome. Man wird Anordnungen, bei denen diese Zahl sehr groß ist, wohl als unwahrscheinlich ansehen müssen.

Die Resultate der Braggschen Röntgenanalyse geben uns das Punktgitter, aber nicht das Atomgitter eines Kristalls; daraus erklärt es sich, daß man z. B. für KCl ein Gitter erhält, das einer anderen Symmetrieklasse angehört als der Sylvin-Kristall.

Die Symmetrie des Atomgitters ist abhängig von der Symmetrie des Punktgitters und von der Symmetrie und den Orientierungen der Atome, mit denen man das Gitter besetzt. Hat man es insbesondere mit einem einfachen Raumgitter zu tun und sind alle Atome parallel orientiert, so ist die Symmetriegruppe des Atomgitters die größte gemeinsame Untergruppe der Symmetriegruppen des Punktgitters und der Atome. Hat man es hingegen mit keinem einfachen Raumgitter zu tun und sind die Atome nicht parallel orientiert, so läßt sich die Symmetriegruppe des Atomgitters nicht ohne weiteres angeben; sie ist sogar durch Punktgitter und Atom noch gar nicht eindeutig bestimmt, da man durch verschiedene Wahl der Orientierungen und des Faktors n noch zu ganz verschiedenen Symmetrien kommen kann. In allen Fällen ist aber die Symmetriegruppe des Atomgitters eine Untergruppe jener des Punktgitters.

Das Ziel der folgenden Untersuchungen ist es nun, nachzusehen, ob man von einem (durch die Röntgenanalyse) gegebenen Punktgitter und von einer bestimmten supponierten Atomsymmetrie ausgehend ein Atomgitter mit der am Kristall makroskopisch beobachteten Symmetrie aufbauen kann. Das Mittel zu derartigen Untersuchungen bildet die Schoenfließsche Strukturtheorie, die neuerdings durch gute Darstellungen leicht zugänglich gemacht wurde[1]). Auf Grund dieser Theorie lassen sich die angestrebten Untersuchungen methodisch folgendermaßen durchführen: Von den 230 Schoenfließschen Raumgruppen kommen für den Aufbau des Atomgitters eines Kristalls von vornherein nur jene in Betracht, die zur Symmetrieklasse dieses Kristalls gehören. Von diesen werden weiter noch jene ausgeschieden, die Operationen enthalten, welche für das gegebene Punktgitter keine Deckoperationen sind; auf diese Weise bleibt dann meist bloß eine beschränkte Zahl von Raumgruppen zur näheren Untersuchung übrig.

Wir wollen eine dieser Raumgruppen mit γ bezeichnen, es sei γ_t die in ihr enthaltene Translationsgruppe. Die Raumgruppe des vorgegebenen Punktgitters sei Γ; die zugehörige Translationsgruppe Γ_t. Es ist dann nach dem oben Gesagten γ eine Untergruppe von Γ, ferner ist γ_t eine Untergruppe von Γ_t. Im Falle $n = 1$ ist

$$\gamma_t = \Gamma_t.$$

Will man nun mittelst der Raumgruppe γ ein Atomgitter mit vorgegebenem zugehörigen Punktgitter aufbauen, so geschieht das in der Weise, daß man an irgendeiner Stelle im Gerüste der Symmetrieelemente von γ ein Atom (Ausgangsatom) in bestimmter Orientierung einsetzt und es allen Operationen von γ unterwirft. Im Falle $n = 1$ entstehen dann schon alle übrigen gleichartigen Atome des Gitters aus diesem einen Ausgangsatom; bei $n > 1$

1) W. Voigt, diese Zeitschr. 19, 237, 331, 357, 446, 1918; P. Niggli, Geometrische Kristallographie des Diskontinuums, Leipzig 1918.

kommt man hingegen im allgemeinen mit einem Ausgangsatom nicht aus, sondern muß mehrere nehmen. Natürlich wird nicht bei jeder beliebigen Lage des Ausgangsatoms ein Atomgitter entstehen, für welches das vorgegebene Punktgitter das zugehörige ist. Ausgangspunkte, für welche das der Fall ist, wollen wir als zulässige Ausgangspunkte bezeichnen. Die Orte sämtlicher Atomzentren gehen aus dem Ausgangspunkt hervor, wenn man ihn allen Operationen der Gruppe Γ unterwirft. Durch keinen der so entstandenen Punkte darf ein Symmetrieelement gehen, das mit der Symmetrie des supponierten Atomes unvereinbar wäre, sonst ist der Aufbau unter Zugrundelegung der Gruppe γ unmöglich. Ein Beispiel: Wenn es bei einer bestimmten Raumgruppe γ hinsichtlich des vorgegebenen Punktgitters nur solche zulässige Ausgangspunkte gibt, durch die dreizählige Achsen hindurchgehen, das supponierte Atom jedoch keine dreizähligen Achsen besitzt, dann kommt die Raumgruppe γ für den Aufbau überhaupt nicht in Betracht.

Ist hingegen die eben erwähnte Bedingung erfüllt, so kann man mittelst γ stets Atomgitter aufbauen, die das vorgegebene zugehörige Punktgitter haben und die vorgegebene Symmetrie besitzen. Aber auch dann können noch (worauf schon Johnsen l. c. hinweist) Fälle eintreten, wo man das resultierende Atomgitter vom chemisch-physikalischen Standpunkt aus ablehnen wird. Nehmen wir z. B. an, es ließe sich mittelst einer Raumgruppe γ ein KCl-Atomgitter aufbauen, wobei sich herausstellt, daß man sämtliche K-Atome unterbringt, wenn man in zwei bestimmte Ausgangspunkte A und B je ein Ausgangsatom setzt und sämtliche Deckoperationen von γ ausführt. Durch diese Operationen sollen aus A, $a-1$ weitere Gitterpunkte und aus B, $b-1$ weitere Gitterpunkte pro Elementarbereich entstehen, wobei natürlich $a+b=n^3Z$ nämlich gleich der Zahl aller K-Atome im Elementarwürfel des Atomgitters sein muß. (Man bezeichnet die ganzen Zahlen a und b als die Zähligkeiten der Punktlagen A und B.) Ist nun $a \neq b$, so treten die K-Atome des KCl-Gitters in zwei Gruppen verschiedener Zähligkeit auf. Man wird aber wohl, solange keine Gegenbeweise vorliegen, annehmen, daß im KCl-Kristalle keines der K- oder Cl-Atome vor einem anderen ausgezeichnet ist. Wir werden also auch die Fälle ausschalten, wo man auf ungleichzählige Atomlagen für Atome desselben Elementes einer binären Verbindung vom Typ KCl geführt wird.

A. Diamant.

Das Braggsche Diamantgitter besteht bekanntlich aus zwei ineinandergestellten flächenzentrierten Würfelgittern, die um $^1/_4$ der Würfeldiagonale gegeneinander verschoben sind. Fig. 1

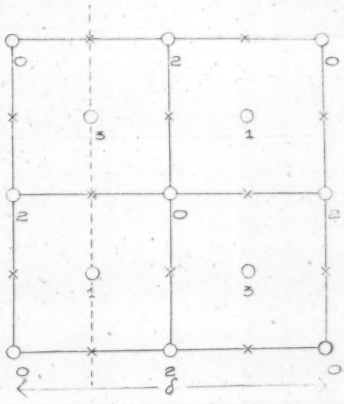


Fig. 1.

gibt die Aufsicht des Elementarwürfels: die den einzelnen Punkten beigefügten Zahlen geben mit $\delta/4$ multipliziert ihre z-Koordinate an. Über die Symmetrieelemente des Punktgitters wäre folgendes zu sagen: Das Gitter besitzt keine 4 zähligen Drehachsen, wohl aber 4 zählige Schraubenachsen, die an den mit $\times$ bezeichneten Punkten die Zeichenebene durchstoßen; die gestrichelte Linie zeigt eine in der Zeichenebene $z=0$ verlaufende 4 zählige Schraubenachse. Ferner sind alle Geraden, die parallel zu einer Würfelkante durch Gitterpunkte gehen, 2 zählige Drehachsen; hingegen gibt es keine solchen Achsen, die nicht durch einen Gitterpunkt gehen. Durch Betrachtung eines räumlichen Modelles des Diamantgitters kann man sich weiterhin leicht davon überzeugen, daß parallel den Würfeldiagonalen 3 zählige Drehachsen laufen, aber von diesen gibt es ebenfalls keine, die nicht durch einen Gitterpunkt geht.

Das als ebenes Ringsystem angenommene C-Atom hat nur eine einzige mehr als zweizählige Achse, nämlich die durch den Kern gehende Senkrechte zur Bahnebene. Da nun, wie eben auseinandergesetzt, die den Würfeldiagonalen parallelen 3 zähligen Achsen durch Gitterpunkte hindurchlaufen, so ergibt sich, daß die Atomachsen in der Richtung dieser Diagonalen liegen müssen oder mit anderen Worten, daß die Ebenen der Elektronenbahnen parallel den Oktaederflächen des Kristalls liegen müssen. Ein so gestelltes Atom hat keine zur Würfel-

kante parallelen 2- oder 4zähligen Drehachsen, folglich können im Atomgitter keine derartigen Achsen vorkommen, die durch einen Gitterpunkt gehen. Da aber andererseits das Punktgitter selbst keine solchen Achsen hat, die nicht durch einen Gitterpunkt gehen, so darf es überhaupt keine geben. Das Atomgitter des aus Ringatomen bestehenden Diamanten kann also keine zu den Würfelkanten parallele Drehachsen, sondern nur Schraubenachsen dieser Richtung enthalten.

Für den Aufbau des Diamanten aus Elektronenringatomen scheiden daher von den 36 Schoenfließschen Raumgruppen, die zum regulären System gehören, alle jene von vornherein aus, die 2- oder 4zählige Drehachsen parallel den Würfelkanten besitzen. Was dann noch übrig bleibt, erkennt man am raschesten durch einen Blick auf die im zitierten Voigtschen Referat enthaltenen figürlichen Darstellungen der Raumgruppen; es sind das die Raumgruppen Nr. 57, 57a, 64 und 65 in der Voigtschen Bezeichnung oder $\mathfrak{T}^4$, $\mathfrak{T}_h^6$, $\mathfrak{O}^6$ und $\mathfrak{O}^7$ nach Schoenfließ.

Nun gehört die Raumgruppe $\mathfrak{T}^4$ zur tetartoedrischen (tetraedrisch-pentagondodekaedrischen) Klasse des regulären Systems, $\mathfrak{T}_h^6$ zur paramorph-hemiedrischen (Dyakisdodekaedrischen) Klasse und $\mathfrak{O}^6$ und $\mathfrak{O}^7$ zur enantiomorph-hemiedrischen (pentagonikositetraedrischen) Klasse. Der Diamant gehört aber sicher nicht in eine von diesen Klassen des regulären Systems, sondern ist entweder holoedrisch (dies sogar mit großer Wahrscheinlichkeit) oder hemimorph-hemiedrisch (hexakistetraedisch).

Die vorstehenden einfachen Überlegungen beweisen also bereits, daß ein Aufbau des Diamanten aus ebenen Ringatomen unmöglich ist. Atome mit gekreuzten Elektronenringsystemen besitzen noch geringere Symmetrie und kommen daher erst recht nicht in Betracht.

Mit Atomen, die Tetraedersymmetrie besitzen, läßt sich hingegen der Aufbau ohne weiteres durchführen. Jedenfalls muß man die Tetraeder so in das Gitter stellen, daß ihre dreizähligen Achsen den Raumdiagonalen des Würfelgitters parallel sind. Es gibt zwei verschiedene solche Stellungen; sie gehen durch Drehung um 90° um eine durch den Mittelpunkt laufende, den Würfelkanten parallele Gerade hervor. Denkt man sich nun das Punktgitter des Diamanten bestehend aus zwei ineinandergestellten flächenzentrierten Würfelgittern, so kann man entweder die beiden Teilgitter mit parallel orientierten Tetraedern oder das eine mit Tetraedern in der einen Stellung und das andere mit Tetraedern in der zweiten Stellung besetzen. Im ersten Falle entsteht ein regulär hemimorphes, im zweiten Falle ein regulär holoedrisches Atomgitter. Damit sind die beiden möglichen Alternativen für den Diamanten erledigt.

B. Sylvin.

Beim Sylvin, KCl weicht bekanntlich die Symmetrie des Kristalls von der des Punktgitters ab, indem diese holoedrisch, jene dagegen regulär enantiomorph ist. Um diese Diskrepanz zu erklären, nahm Bragg[1]) an, daß die tatsächliche Atomanordnung von der von ihm angegebenen ein wenig abweiche, so zwar, daß diese Abweichungen bei der Röntgenanalyse, deren Genauigkeit ja noch nicht sehr groß ist, unbemerkt bleiben, den Symmetriecharakter des Kristalls jedoch beeinflussen können. Auf Grund dieser Hypothese wäre man dann in der Lage, etwa auch mit der Vorstellung kugelsymmetrischer Atome Hemiedrien zu erklären; wir wollen der Vollständigkeit halber auch diese Möglichkeit in den Kreis unserer Betrachtungen ziehen und sie gleichzeitig mit der Erklärung der Hemiedrie durch achsialsymmetrische Atome untersuchen. In der Tat läßt sich dieser von Bragg möglich gehaltene Fall als Unterfall des achsialsymmetrischen Atomes behandeln, wenn man sich folgendes vor Augen hält: Die K- und Cl-Atome sollen nach Bragg nicht in den Würfelecken selbst sitzen, sondern gewisse, ein wenig davon abweichende Stellungen haben. Denkt man sich nun von jeder Würfelecke einen Vektor zum zugehörigen Atom gezogen, so hat dieses aus Verbindungsvektor und Kugelatom bestehende Gebilde den Charakter eines polaren Vektors und es läuft sich, was die Symmetrie anlangt, auf dasselbe hinaus, ob man kugelsymmetrische Atome in den nicht in der Würfelecke liegenden Endpunkt dieses Vektors setzt, oder von vornherein ein Atom mit polarer achsialer Symmetrie in die Würfelecke selbst setzt. Wir können also die Möglichkeit der Erklärung der Hemiedrie des Sylvins durch zylindersymmetrische Atome mit der von Bragg gegebenen auf einmal abtun, wenn wir unsere Untersuchungen auf Atome mit polarer und mit nicht polarer Achse erstrecken[2]).

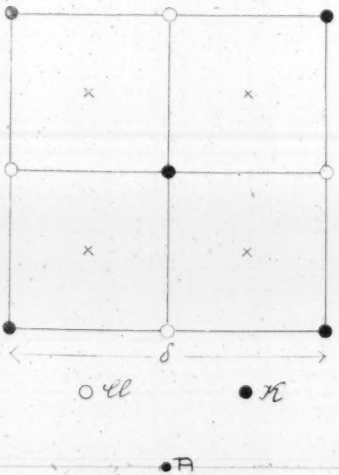
Wir beginnen wieder mit der Besprechung der Symmetrieelemente des Punktgitters des KCl. Bekanntlich können sich Schraubenachsen gleicher Zähligkeit noch durch die Translations-

1) W. H. Bragg, *X*-Rays and Crystal Structure. London 1915, S. 158.

2) Im zweiten Bande des eben zitierten ausgezeichneten Werkes von P. Niggli, der leider dem Verf. erst nach Niederschreiben dieses Artikels zugänglich wurde, ist ebenfalls diese Möglichkeit (für $n = 2$) behandelt und durch Figuren erläutert worden (S. 441—451). Die hier gegebene Darstellung ist etwas allgemeiner.

komponente der Schraubung unterscheiden. Sei m die Zähligkeit der Achse und a der Wert der primitiven Decktranslation des Gitters in der Richtung dieser Achse, so bezeichnen wir mit Voigt-Achsen, bei denen eine Drehung um $\frac{2\pi}{m}$ verbunden mit einer Translation um den Betrag $p\frac{a}{m}$ in der Achsenrichtung eine Deckoperation darstellt, mit $\mathfrak{A}(m, p)$. Bei vierzähligen Achsen gibt es insbesondere die Gattungen: $\mathfrak{A}(4,2)$, $\mathfrak{A}(4,+1)$ und $\mathfrak{A}(4,0)$; die letzteren sind reine Drehachsen. Eine $\mathfrak{A}(4,2)$-Achse ist immer gleichzeitig eine $\mathfrak{A}(2,0)$-Achse. Das in Fig. 2 dargestellte Braggsche Punktgitter des KCl enthält nun $\mathfrak{A}(4,2)$- und $\mathfrak{A}(4,0)$-Achsen in allen drei Koordinatenrichtungen. Von den zur Z-Achse parallel laufenden (zur Zeichenebene senkrecht stehenden) sind diejenigen, die durch die Gitterpunkte gehen, $\mathfrak{A}(4,0)$-Achsen; die $\mathfrak{A}(4,2)$-Achsen gehen durch die mit einem $\times$ bezeichneten Punkte. Betrachten wir den in Fig. 2 in der Aufsicht dargestellten Würfel als den $n$ten Teilbereich des Elementarwürfels eines Atomgitters, so können die durch die Gitterpunkte gehenden Achsen auch $\mathfrak{A}(4,2)$-Achsen sein, wenn n geradzahlig ist und $\mathfrak{A}(4,1)$-Achsen, wenn n durch 4 teilbar ist. Dagegen können die durch die $\times$-Punkte laufenden Geraden $\mathfrak{A}(4,2)$-Achsen bei ungeradem n sein und $\mathfrak{A}(4,1)$-Achsen, wenn n gerade, aber durch 4 nicht teilbar ist. Man erkennt die Richtigkeit dieser Behauptungen, wenn man (am besten mit Hilfe eines räumlichen Modelles) die entsprechenden Schraubungen für verschiedene Werte von n ausführt; für solche n-Werte, die die hier gestellten Bedingungen nicht erfüllen, tritt entweder überhaupt keine Deckung ein oder es werden die K- und Cl-Atome miteinander vertauscht.

Fig. 2.



Außerdem sind für das Punktgitter alle Geraden, die in der Richtung einer Würfeldiagonale durch einen Gitterpunkt laufen, dreizählige Drehachsen $\mathfrak{A}(3,0)$, hingegen gibt es keine solchen Achsen, die nicht durch einen Gitterpunkt gehen.

Daraus folgt nun wieder wie im Falle des Diamanten, daß die Atomachsen parallel den Würfeldiagonalen liegen müssen, und daraus weiter, daß durch die Atome (Gitterpunkte) keine zwei- oder vierzähligen Drehachsen parallel den Würfelkanten gehen können. Da nun das Punktgitter keine $\mathfrak{A}(4,0)$-Achsen hat, die nicht durch einen Gitterpunkt gehen, können vierzählige Drehachsen überhaupt nicht vorkommen und von den zur kubisch-enantiomorphen Klasse gehörigen Raumgruppen kommen für uns nur jene in Betracht, die keine solchen Achsen enthalten. Es sind dies die Nummern 61—65 der Voigtschen Liste (Sch. $\mathfrak{L}^5$, $\mathfrak{L}^4$, $\mathfrak{L}^2$, $\mathfrak{L}^6$ und $\mathfrak{L}^7$).

Bei diesen Raumgruppen ist nun einzeln zu untersuchen, ob es zulässige Ausgangspunkte gibt, deren Symmetriebedingungen mit der Atomsymmetrie vereinbar sind. Man kann zunächst zeigen, daß entweder alle Schraubenachsen durch Atome gehen, oder alle durch die mit $\times$ bezeichneten Punkte der Fig. 2 gehen. Denn bei den genannten Raumgruppen bilden die Durchstoßungspunkte einer Schar von parallelen vierzähligen Schraubenachsen mit einer dazu senkrechten Ebene ein quadratisches Netz. Ein solches Netz erhielte man aus Fig. 2, wenn alle durch Gitterpunkte gehenden und alle durch $\times$-Punkte gehenden Geraden vierzählige Schraubenachsen wären. Das ist aber unmöglich, weil dann der Elementarwürfel des Atomgitters kleiner als jener des Punktgitters, also $n<1$ wäre, was ausgeschlossen ist. Wenn aber nur einzelne von den durch die Gitterpunkte und durch die $\times$-Punkte laufenden Geraden vierzählige

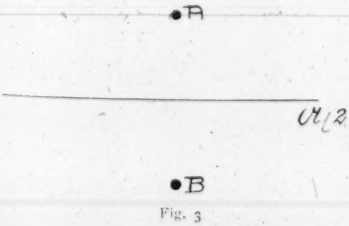


Fig. 3

Schraubenachsen wären, dann lieferten ihre Durchstoßungspunkte mit der Zeichenebene kein quadratisches Netz. Es gibt also nur die beiden Alternativen, Fall α: es gibt Atome, die auf Schraubenachsen liegen, und Fall β: die einer Schraubenachse am nächsten liegenden Atome haben den Abstand $\frac{\delta}{4}\sqrt{2}$ von ihr und liegen in der gleichen (110)-Ebene wie sie. Wir wollen in beiden Fällen ein einer Schraubenachse am nächsten liegendes Atom als Ausgangsatom benützen. Je nachdem nun ob die in der betreffenden Raumgruppe vorhandenen Schraubenachsen $\mathfrak{A}(4,1)$- oder $\mathfrak{A}(4,2)$-Achsen sind, ergeben sich für den Faktor n nach dem oben Gesagten die in der folgenden Tabelle zusammengestellten Bedingungen:

	Fall α Atome auf Achsen	Fall β Atome nicht auf Achsen
$\mathfrak{A}(4,1)$-Achsen:	$n = 4q$	$n = 4q + 2$
$\mathfrak{A}(4,2)$-Achsen:	$n = 2q$	$n = 2q + 1$

q bedeutet dabei eine ganze Zahl.

Es läßt sich weiter zeigen, daß der Fall α bei jenen Raumgruppen nicht vorkommen kann, bei denen die vierzähligen Schraubenachsen durch zweizählige Drehachsen rechtwinklig geschnitten werden, da kein Atom mit einer solchen zweizähligen Drehachse in einer gemeinsamen (100)-Ebene liegen kann. Beweis: Es sei die in Fig. 3 gezeichnete Gerade eine zu einer Würfelkante parallele zweizählige Drehachse; die Zeichenebene eine (100)-Ebene. Dann wird durch sie einem beliebig gelegten Ausgangsatom A ein gleichartiges Atom B zugeordnet. Die Strecke AB muß dann gleich der Gitterkonstanten δ oder einem ganzzahligen Vielfachen davon sein. Also

$$AB = r\delta \qquad \text{mit } r = 1, 2, 3, \ldots\ldots\ldots,$$

Die Strecke zwischen A und B ist nun in gleichen Abständen abwechselnd mit Atomen der einen und der anderen Gattung (K und Cl) besetzt. Falls also r eine gerade Zahl ist, fällt ein Atom der gleichen Gattung wie A und B in die zweizählige Drehachse; falls r ungerade ist, ein Atom der anderen Gattung. Da aber, wie früher gezeigt, die Atome überhaupt nicht in zweizählige Drehachsen fallen können, ist die Unmöglichkeit des Falles α für jene Raumgruppen, bei denen die vierzähligen Achsen von zweizähligen, parallel den Würfelkanten laufenden Drehachsen geschnitten werden, nachgewiesen.

Aus diesen Überlegungen ergibt sich nun im einzelnen folgendes:

1. Atome mit nichtpolaren Achsen.

a) Nr. 61, (Sch. $\mathfrak{D}^8$):

Diese Raumgruppen enthalten $\mathfrak{A}(4,1)$-Achsen mit rechtwinkelig schneidenden $\mathfrak{A}(2,0)$-Achsen, die den Würfelkanten parallel laufen. Nach dem eben Gesagten kommt daher hier nur der Fall β mit $n = 2, 6, 10 \ldots\ldots$ in Betracht. Mit diesen Werten von n wird man aber stets auf ungleichzählige Atomlagen geführt, was gemäß der am Schlusse der Einleitung getroffenen Vereinbarung auszuschließen ist.

b) Nr. 62, (Sch. $\mathfrak{D}^4$):

Aus dem gleichen Grund wie bei $\mathfrak{D}^8$ ist hier nur der Fall β mit $n = 2, 6, 10 \ldots\ldots$ möglich. Für $n = 2$ gibt es nur solche zulässige Lagen des Ausgangspunktes, durch die eine dreizählige Achse hindurchgeht. Das ist mit der Atomsymmetrie wohl vereinbar; die Orientierung des Ausgangsatomes ist aber dadurch eindeutig festgelegt, man wird also zwangsläufig zu einer ganz bestimmten Anordnung geführt, und zwar ist das gerade die von Crehore angegebene holoedrische. Mit $n = 2$ kann man also kein dem Braggschen KCl-Punktgitter entsprechendes Atomgitter bauen, das nur die zu $\mathfrak{D}^4$ gehörigen Symmetrieelemente allein besitzt; es resultiert vielmehr eine Anordnung, die zur Obergruppe $\mathfrak{O}_h^8$ gehört.

Mit $n = 6, 10 \ldots$. entstehen wieder ungleichzählige Atomlagen.

c) Nr. 63, (Sch. $\mathfrak{D}^2$):

Die hier vorkommenden $\mathfrak{A}(4,2)$-Achsen sind, wie früher bemerkt, gleichzeitig $\mathfrak{A}(2,0)$-Achsen; auf ihnen können die Ringatome nicht liegen (s. o.), daher nur Fall β mit $n = 1, 3, 5 \ldots$. Mit $n = 1$ resultiert wie bei $\mathfrak{D}^4$, $n = 2$ Holoedrie; $n = 3, 5 \ldots$. führt auf ungleichzählige Atomlagen.

d) Nr. 64, 65, (Sch. $\mathfrak{D}^6$, $\mathfrak{D}^7$):

Diese Raumgruppen enthalten keine zweizähligen Drehachsen in der Richtung der Würfelkanten, also sind von vornherein die Fälle α mit $n = 4, 8, 12 \ldots$. und β mit $n = 2, 6, 10 \ldots$. möglich. Man wird aber in beiden Fällen stets auf ungleichzählige Atomlagen geführt.

Wenn man also verlangt, daß alle K- und Cl-Atome in untereinander gleichwertigen Lagen im Gitter auftreten, ist es unmöglich mit nichtpolaren achsialsymmetrischen Atomen ein regulär enantiomorphes KCl-Gitter aufzubauen.

2. Atome mit polaren Achsen.

Die Raumgruppen Nr. 61, 64, 65, ($\mathfrak{D}^8$, $\mathfrak{D}^6$, $\mathfrak{D}^7$) führten schon bei nichtpolaren Achsen für alle erlaubten n-Werte auf ungleichzählige Atomlagen; daran ändert auch die Polarität der

Achsen nichts, also fallen diese Gruppen von vornherein weg. Es bleibt übrig:

a) Nr. 62, ($\mathfrak{D}^4$):

Fall β. Mit $n = 2$ läßt sich das gewünschte Atomgitter aufbauen, jedoch darf nur die eine Atomgattung (K oder Cl) polare Achsen haben, da durch die zulässigen Ausgangspunkte der anderen Atomgattung zweizählige Querachsen in der Richtung der Flächendiagonalen des Würfels laufen.

b) Nr. 63, ($\mathfrak{D}^2$):

Hier kann wegen des Vorhandenseins zweizähliger Querachsen, die durch alle zulässigen Ausgangspunkte gehen, keine der beiden Atomgattungen eine polare Achse haben.

Zusammenfassend kann man also sagen, daß sich ein Atomgitter mit der Symmetrie des Sylvinkristalls aus Atomen mit achsialer Symmetrie überhaupt nicht und aus Atomen mit polarer Achse mit $n = 2$ konstruieren läßt. Der von Bragg vorgeschlagene Ausweg bezüglich der Erklärung der Hemiedrie des KCl ist also wohl gangbar, soweit nur Symmetriefragen ins Spiel kommen. Konstruiert man sich aber andererseits ein solches Gitter, bei dem die Atome der einen Gattung in der Richtung der Würfeldiagonalen ein wenig verschoben sind (mit Nr. 62 und $n = 2$), so sieht man, daß die auf ein solches Atom wirkenden Kräfte, die von den Nachbaratomen ausgehen, sich nicht das Gleichgewicht halten können. Der Braggsche Ausweg scheint also aus dynamischen Rücksichten abgelehnt werden zu müssen.

Es soll nun schließlich noch die Frage erörtert werden, wie sich die am Sylvin beobachtete Symmetrie mit dem von Born und Landé[1]) vorgeschlagenen Atommodell in Einklang bringen läßt. Diesem kubischen Atommodell liegt folgende Idee zugrunde: Die äußere Schale des Elektronensystems des Atoms besteht aus 8 Elektronen, die auf Bahnen umlaufen, welche durch die Deckoperationen der Würfelgruppe in sich, bzw. ineinander übergeführt werden. Ein einfaches Beispiel für solche Bahnen ist die folgende Anordnung: Man denke sich um die 8 Ecken eines Würfels Kreise gezogen, welche diese Ecken als Mittelpunkte enthalten und in Ebenen liegen, die auf den zugehörigen Würfeldiagonalen senkrecht stehen. Die Elektronen laufen auf diesen Kreisen synchron um, und zwar so, daß in jedem Moment ihre Koordinaten die folgenden Werte haben:

$$x, y, z; \qquad -x, -y, -z,$$
$$x, -y, -z, \qquad -x, y, z,$$
$$-x, y, -z, \qquad x, -y, z,$$
$$-x, -y, z, \qquad x, y, -z,$$

Das von einem solchen Atom erzeugte elektrostatische Feld hat im Zeitmittel Würfelsymmetrie, das magnetische Feld hingegen Tetraedersymmetrie, wie man leicht einsieht, wenn man bedenkt, daß vom Kern aus betrachtet zwei diametral gegenüberliegende Atome in entgegengesetztem Sinne umlaufen. Das Landésche Atommodell hat man also als ein Würfelatom zu betrachten, wenn man voraussetzt, daß für die Symmetrieeigenschaften eines Kristalls nur die elektrostatischen Kräfte des Atoms eine Rolle spielen, als ein Tetraederatom hingegen, wenn man annimmt, daß auch die magnetischen mit ins Spiel kommen.

Mit Hilfe der im vorstehenden angewendeten Methode ist es nun leicht, die möglichen Symmetrien von Atomgittern festzustellen, welche das Braggsche KCl-Gitter als Punktgitter enthalten und aus Würfel- oder Tetraederatomen zusammengesetzt sind. Man muß dabei nur beachten, daß auf jeden Fall, damit überhaupt ein reguläres Atomgitter zustande kommt, die dreizähligen Achsen der Würfel oder Tetraeder mit jenen des Punktgitters zusammenfallen müssen. Ferner sind bei allen Raumgruppen Nr. 61—65 von vornherein beide Fälle α und β möglich, da bei Würfel- oder Tetraederatomen die früher gegen das Vorkommen des Falles α bei den Raumgruppen 61, 62 und 63 geltend gemachten Gegengründe wegfallen.

Man gelangt zu folgenden Resultaten:

1. Wenn beide Atome Würfelsymmetrie besitzen, entstehen nur holoedrische Atomgitter.

2. Wenn beide Atome Tetraedersymmetrie besitzen, können (auch bei beliebigem n) weder holoedrische noch enantiomorphe, sondern nur hemimorphe Atomgitter entstehen.

3. Wenn die eine Atomgattung Würfel- und die andere Tetraedersymmetrie besitzt, läßt sich mit $n = 2$ ein enantiomorphes Atomgitter aufbauen[1]); holoedrische entstehen auf keinen Fall.

Es handelt sich nun darum, diese Feststellungen mit der Tatsache in Einklang zu bringen, daß $NaCl$ holoedrisch kristallisiert, die anderen Alkalihalogenide hingegen (soweit ihre Zuordnung zu einer bestimmten Kristallklasse überhaupt mit Sicherheit festgestellt ist) kubisch enantiomorph sind.

Geht man von der Voraussetzung aus, daß das Landésche Atommodell richtig ist, so wird man wohl folgende Schlüsse zu ziehen haben: Der Unterschied zwischen den Symmetrien des Steinsalzkristalls und der übrigen Alkalihalogenide ist nur ein gradueller insofern, als die

1) Landé, Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 1, 644, 653, 1919.

1) Z. B. mittelst der Raumgruppe $\mathfrak{D}^2$.

Abweichungen von der Holoedrie bei ersterem unmerkbar klein, bei den letzteren jedoch deutlich erkennbar sind. Diese Abweichungen werden verursacht durch die vom Alkaliatom erzeugten magnetischen Kräfte, die beim Na noch sehr schwach sind, beim K hingegen einen merklichen Einfluß auf die Kristallsymmetrie ausüben. Die magnetischen Kräfte des Halogenatoms müssen auch bei den höheren Gliedern der Reihe sehr schwach sein, sonst müßten die entsprechenden Kristalle in die kubisch-hemimorphe (hexakistetraedrische) Klasse gehören.

Eingehendere experimentelle Untersuchungen über die Symmetrieeigenschaften der Alkalihalogenide wären daher für die Frage des Atombaus sehr wertvoll.

Zusammenfassung.

Da die Intensität der Reflexionen von Röntgenstrahlen an den Netzebenen eines Kristalls nur von der Zahl der Elektronen pro Flächeneinheit, nicht aber von der Orientierung der Atome abhängt, muß mit der Möglichkeit gerechnet werden, daß die Kantenlänge des Elementarwürfels des Atomgitters ein ganzzahliges Vielfaches jener des zugehörigen Punktgitters ist, das man als Ergebnis der Röntgenanalyse für den betreffenden Kristall erhält. Der Faktor, der diese Vielfachheit angibt, werde n genannt. Unter Berücksichtigung dieser Möglichkeit ergibt sich aus Symmetriebetrachtungen folgendes:

1. Das Kohlenstoffatom kann keine Zylindersymmetrie besitzen, ist also kein ebenes Bohrsches Elektronenringsystem. Auch Systeme mit gekreuzten Elektronenringen können mit der Symmetrie des Diamanten nicht in Einklang gebracht werden, hingegen ist dies für die von Landé angegebene Anordnung mit Tetraedersymmetrie der Elektronenbahnen der Fall.

2. Die von Bragg für die Hemiedrie des KCl gegebene Erklärung, wonach die Atome nicht genau in den Würfelecken, bzw. Flächenmitten sitzen, sondern etwas davon abweichende Stellungen haben, führt auf ganz bestimmte Anordnungen mit $n = 2$, die keine Gleichgewichtszustände sein können, weshalb diese Erklärung wohl abzulehnen ist.

3. Aus achsialsymmetrischen Atomen (ebenen Ringmodellen) läßt sich kein KCl-Gitter mit regulär enantiomorpher Symmetrie aufbauen, solange man an der Annahme festhält, daß kein K- oder Cl-Atom vor einem anderen K- bzw. Cl-Atom ausgezeichnet sei.

4. Mit dem von Landé angegebenen Atommodell läßt sich die Hemiedrie des KCl mit $n > 2$ erklären, wenn man annimmt, daß die vom K-Atom erzeugten magnetischen Kräfte für die Symmetrieeigenschaften des Kristalls eine Rolle spielen.

5. Aus der Holoedrie des $NaCl$ folgt andererseits, daß diese magnetischen Kräfte der Alkaliatome in den Vertikalreihen des periodischen Systems zunehmen, derart, daß sie beim Na noch unmerklich sind und erst beim Kalium einen Einfluß auf die Kristallsymmetrie ausüben können.

Meinem Freunde T. Rella, der mich während der Arbeit auf einige Versehen aufmerksam machte, schulde ich herzlichen Dank.

Wien, Institut für theoretische Physik der Universität.

(Eingegangen 23. Dezember 1919.)

Neue Apparate zur Strahlungsmessung.

Von W. Voege.

Die im folgenden beschriebenen Apparate zur Strahlungsmessung beruhen auf der Anwendung einer neuen Art von Thermoelementen, welche im Laufe des Krieges durch Zusammenarbeit des Verf. mit der Firma C. Zeiß entstanden sind, als es sich darum handelte, ein vom Verf. angegebenes Verfahren der Nachrichtenübertragung durch unsichtbare Wärmestrahlen für die Praxis brauchbar zu gestalten. Da die Elemente zur Verstärkung der Wirksamkeit im Brennpunkt eines Parabolspiegels angeordnet werden mußten, da ferner die Morsezeichen mit normaler optischer Telegraphiergeschwindigkeit zu übertragen waren, so hatten die Elemente eine Reihe von Bedingungen zu erfüllen, welchen die bisher bekannten Thermoelemente nicht genügten. Diese Bedingungen waren: 1. Hohe thermoelektrische Kraft bei möglichst kleinem inneren Widerstand. 2. Volle Ausnutzung der im Brennpunkte des Spiegels entstehenden Wärmemenge. 3. Geringe Trägheit. 4. Widerstandsfähigkeit gegen mechanische Erschütterungen.

Auch die zunächst versuchten Vakuum-Strahlungsmesser des Verf.[1]) erwiesen sich für den vorliegenden Zweck als ungeeignet. Denn wenn bei diesen auch hohe Empfindlichkeit und große Haltbarkeit vorhanden sind, so vermochten sie doch die Bedingungen 2. und 3. in keiner Weise zu erfüllen. Die hohe Empfindlichkeit wird bei den Strahlungsmessern erreicht durch Hintereinanderschaltung einer Reihe von Eisen-Konstantan-Elementen sowie durch Einschluß

1) Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. 5, 287, 1913.

Tabelle I.

Art des Elements		Ausschlag in Luft α	Ausschlag im Vakuum β	$f = \beta\alpha$
Drahtkreuz, elektrisch geheizt	Drähte von 0,02 mm Durchmesser. Lötstelle punktförmig ungeschwärzt	1,1°	52°	47,2
Strahlungsmesser, 4 Eisenkonstantanelemente in Serie	Drähte von 0,03 mm Durchmesser. Lötstelle punktförmig ungeschwärzt	1,5°	36°	24
1 Wismuteisenelement	Auffangefläche von ca. 2 qmm blank	2°	31,5°	15,7
1 Wismuteisenelement	Auffangefläche von ca. 2 qmm geschwärzt	4,5°	43°	9,5
1 Wismuteisenelement	Auffangefläche von ca. 5 qmm geschwärzt	4,5°	29°	6,4

dieser Elemente ins Vakuum — beides Mittel, welche hier versagen mußten.

Die Unterbringung einer Reihe von Thermoelementen auf einer Fläche von nur 1 — 2 qmm, welche bei sphärisch gut korrigierten Parabolspiegeln, wie solche für Scheinwerferzwecke benutzt werden, in Frage kommt, bereitet praktisch sehr große Schwierigkeiten. Ganz abgesehen davon, daß die volle Ausnutzung der Strahlungsenergie auf diese Weise unmöglich ist. Der Einschluß ins Vakuum erhöht zwar die Empfindlichkeit, er vergrößert aber gleichzeitig die Trägheit der Elemente beträchtlich. Übrigens hängt der Grad der Empfindlichkeitssteigerung der Elemente im Vakuum sehr wesentlich von der Beschaffenheit der einzelnen Elemente ab. Vereinzelte Angaben über den Einfluß des Vakuums, wie man sie zuweilen in der Literatur findet, lassen keine allgemeinen Schlüsse zu; es kommt vielmehr in jedem Falle darauf an, in welchem Verhältnis der Verlust durch Luftleitung, der ja durch Evakuieren des Gefäßes beseitigt wird, zu den übrigen Verlusten durch Ausstrahlung und metallische Wärmeableitung steht.

Die obenstehende Zusammenstellung (Tab. I) der Empfindlichkeitssteigerung für verschieden gestaltete Elemente zeigt deutlich, wie sehr die Art des Elements hier eine Rolle spielt; sie gestattet auch einen Schluß darauf hin, welche Verbesserung bei gegebenem Element durch Einschluß desselben ins Vakuum zu erwarten ist. Die Tabelle läßt ferner erkennen, daß man bei elektrisch geheizten Drahtkreuzen[1]), wie solche zur Messung schwacher Wechselströme benutzt werden, durch Verwendung von Materialien von höherer Thermokraft als Eisenkonstantan, also z. B. durch Benutzung der bekannten Hutchins Legierungen[1]) keinen Vorteil zu erwarten hat, wenn es nicht gleichzeitig gelingt, diese Legierungen in ebenso dünnen Drähten herzustellen wie Eisen und Konstantan. Ein aus Eisen und Wismutdrähten von 0,06 mm Durchmesser hergestelltes Element hatte z. B. in Luft eine etwa 5mal so hohe Thermokraft als ein ähnliches Element aus Eisenkonstantan, im Vakuum kehrte sich das Verhältnis der Ausschläge dagegen um, weil eben das Vakuum beim Eisenkonstantanelement wesentlich wirksamer ist als bei dem dickeren Eisenwismutelement. Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse beim Vakuumbolometer. Warburg, Leithäuser und Johansen[2]) geben an, daß das Vakuum um so mehr ausmacht, je schmäler der Bolometerstreifen ist, sie finden bei einer Breite der Streifen von 0,195 mm eine Empfindlichkeitssteigerung von 4,9, bei einer Breite von 0,4 mm eine solche von 3,7.

In vorliegendem Falle konnte es sich nach allem nur um ein einziges hochempfindliches Element handeln, dessen wirksame Auffangfläche dem Durchmesser des Bildes der Lichtquelle im Brennpunkt des Spiegels entspricht. Der Einschluß desselben in das Vakuum wurde von vornherein aufgegeben, da einerseits eine wesentliche Empfindlichkeitssteigerung dieses flächenförmigen Elements nicht zu erwarten war und da andererseits mit einer ganz unzulässigen Trägheitszunahme gerechnet werden mußte. Nach langen Versuchen ist es der Firma Zeiß dank der

1) E. T. Z. **20**, 467, 1906 u. diese Zeitschr. **14**, 498, 1913.

1) Hutchins Am. J. Science **48**, 226, 1894.
2) Warburg, Leithäuser u. Johansen, Über das Vakuumbolometer, Ann. d. Phys. **24**, 25, 1907.

Tabelle II.

Art des Elements	Auffangefläche	Widerstand	Galvanometerausschlag mit Glasplatte	Galvanometerausschlag ohne Glasplatte	Zeit bis zum Endausschlag des Saitengalvanometers	Bemerkungen
Strahlungsmesser. 4 Eisenkonstantanelemente im Vakuum. Glasglocke. Elemente punktförmig	0,5 qmm	20 Ohm	70°	(100°)	15,5 Sek.	Elemente im Vakuum
Zeiß-Wismuteisenelement im Vakuum. Glasglocke	4 qmm	0,5 Ohm	105°	(164°)	9,4 Sek.	
Zeiß-Element Nr. 3 im Vakuum. Glasglocke	3,5 qmm	0,95 Ohm	380°	(594°)	21 Sek.	
Zeiß-Spezialelement Nr. 2. Flußspatplatte ohne Kugelspiegel	4 qmm	2,8 Ohm	(45°)	70,5°	2 Sek.	Element für besonders geringe Trägheit
Zeiß-Spezialelement Nr. 2. Flußspatplatte. Mit einstellbarem Kugelspiegel	4 qmm	2,8 Ohm	(310°)	484°	2 Sek.	Kugelspiegel auf Max. der Wirkung eingestellt
Zeiß-Element Nr. 1. Flußspatplatte. Kugelspiegel fest	4 qmm	1,5 Ohm	(151°)	236°	5 Sek.	
1 Eisenkonstantanelement ohne Platte u. ohne Spiegel	0,7 qmm	0,2 Ohm	(4,5°)	7,5°	7 Sek.	
Rubenssäule mit 20 Eisenkonstantanelementen. Ohne Konus	14 qmm	5,2 Ohm	(47,3°)	74°	7,2 Sek.	
Rubenssäule mit 20 Eisenkonstantanelementen. Mit innerem Konus	14 qmm	5,2 Ohm	(64°)	100°	7,2 Sek.	

unermüdlichen Tätigkeit des Herrn Mechaniker Mechau gelungen, ein Thermoelement zu bauen, welches die nötige Festigkeit besitzt und welches auch genügend trägheitslos hergestellt werden kann. Dieses Thermoelement besitzt eine 6—8 mal größere Thermokraft wie das Thermoelement aus Eisenkonstantan. Die Elemente haben einen inneren Widerstand von 1 bis 3 Ohm, ihre Auffangefläche ist geschwärzt. Erhöht wird die Strahlungsempfindlichkeit noch wesentlich durch Anbringung eines kleinen metallisch reflektierenden Kugelspiegels hinter dem Element. Das Element ist vor diesem Spiegel etwas exzentrisch angeordnet, so daß diejenigen Strahlen, welche das Element nicht direkt treffen, durch den Spiegel gesammelt und auf die Rückseite des Elements konzentriert werden[1]). Dieser Kugelspiegel wirkt natürlich verschieden stark je nach dem Abstand und der Größe des strahlenden Körpers und der daraus resultierenden Größe des Bildes im Spiegel. In günstigen Fällen, wenn das Bild des Strahlers im Brennpunkte des großen Auffangspiegels wesentlich größer ist als die Oberfläche des Thermoelements, wird durch diesen Kugelspiegel eine 6—7fache Empfindlichkeitssteigerung erreicht.

Die Tabelle II ermöglicht einen Vergleich zwischen den neuen Zeißelementen mit bekannten zum Teil vom Verf. selbst hergestellten Thermoelementen und Elementkombinationen. Die Elemente wurden sämtlich in gleichem Abstand von 1 m durch eine Nernstlampe (110 V. 0,25 Amp.) ohne Glasglocke bestrahlt und der entstehende Thermostrom immer mit demselben Galvanometer von Hartmann & Braun (Widerst. = 5 Ohm $1^0 = 2 \times 10^{-8}$ Amp.) gemessen. Da die Elemente durchweg einen sehr geringen Widerstand haben, so ist das Galvanometer mit seinem kleinen Eigenwiderstand diesen angepaßt.

Die angegebenen Zahlen sind auf die bekannte Strahlung der Hefner-Lampe zurückzuführen durch die im Vorversuch festgestellte Beziehung: $\frac{\text{Hefnerlampe}}{\text{Nernstlampe}} = 0{,}21$.

Die umgerechneten, nicht gemessenen Zahlen sind durch Einklammern kenntlich gemacht.

1) D. R.-G.-M. 676237 421 vom 25. Okt. 1917.

Die zur Kennzeichnung der Trägkeit der Elemente angegebenen Sekundenzahlen sind in der Weise erhalten, daß die Zeit vom Beginn der Bestrahlung bis zum Endausschlag eines Saitengalvanometers, dessen Einstellungsdauer gegenüber der Trägheit der Elemente verschwindend klein ist, mit der Stoppuhr beobachtet wurde. Die der Abkühlung des Elements entsprechende Zeit bis zum Rückgang des Ausschlags auf 0 nach Aufhebung der Bestrahlung fiel durchweg 1 bis 2 Sekunden größer aus.

Bezüglich der Empfindlichkeit steht das Zeißelement Nr. 3 im Vakuum mit einem Ausschlag von 594° — für den Fall, daß die Glasglocke etwa mit einem Steinsalzfenster versehen wäre — weitaus oben an, dabei hat es auch einen sehr kleinen Widerstand von nur 1 Ohm. Die Trägheit dagegen ist hier außerordentlich groß, erst nach 21 Sek. erreicht das Saitengalvanometer seinen Endausschlag! Für Telegraphierzwecke ist dieses Element trotz seiner hohen Empfindlichkeit natürlich ungeeignet, hierfür kommt vielmehr nur das Zeißelement Nr. 2 in Frage, bei welchem es gelungen ist, die Trägheit auf 2 bis 3 Sekunden zu reduzieren. Die Empfindlichkeit dieses Spezialelements beträgt ohne Kugelspiegel nur den achten Teil des Vakuumelements; mit gut eingestelltem Kugelspiegel ließ sich der Ausschlag — wie die Tabelle zeigt — aber wieder auf 484° erhöhen. Der Kugelspiegel wird zum Thermoelement je nach der Anwendung des Thermoelements mit oder ohne Auffangspiegel so angeordnet, daß das Thermoelement entweder im Krümmungsmittelpunkt oder im Brennpunkt des Kugelspiegels sitzt. Ein normales Element (Nr. 1) mit festem Kugelspiegel und mit geschwärzter Auffangfläche von nur 4 qmm gibt einen Ausschlag von 236°, es ist also der Rubenssäule[1]) mit 20 Eisenkonstantanelementen, 14 qmm Auffangfläche und innerem Konus noch bedeutend überlegen (236° : 100°), ganz abgesehen von dem Vorteil der kleineren Oberfläche. Der Vorteil der kleinen Auffangfläche macht sich natürlich besonders dann geltend, wenn das Element im Hohlspiegel verwendet werden soll, aber auch wenn man die Strahlung durch eine Linse oder einen Trichter auf das Element konzentrieren will, ist eine kleine Fläche Bedingung für den Erfolg.

Wie ich früher an anderer Stelle[2]) ausgeführt habe, läßt sich durch einen passend geformten metallisch reflektierenden Auffangetrichter die Empfindlichkeit eines Strahlungsmessers ganz bedeutend steigern, ohne daß teure Linsen aus Flußspät oder Steinsalz oder ein metallischer Hohlspiegel erforderlich werden. Bei diesen Strahlungsmessern mit vier in gegenseitigem Abstand von 2 mm angeordneten punktförmigen Elementen erreicht man mit Hilfe eines solchen Trichters den 10- bis 20fachen, bei den neuen Zeißelementen infolge ihrer kleinen Oberfläche leicht den 100fachen Ausschlag. Bei der Rubenssäule hat der zugehörige Konus natürlich nur einen viel geringeren Einfluß. Die Strahlung der Nernstlampe in 4 m Abstand ergab bei der Rubenssäule mit Konus einen Ausschlag von 6°, bei dem Zeißelement Nr. 1 mit Trichter von 7 cm Seitenlänge einen Ausschlag von über 400°!

Aus der Tabelle II geht weiter hervor, daß alle Elemente im Vakuum an großer Trägheit leiden, daß im übrigen geringe Trägheit und hohe Empfindlichkeit schwer miteinander zu vereinen sind. Je nach dem Verwendungszweck ist daher ein besonderes Element zu verwenden. Für die meisten Zwecke dürfte eine Einstellungsdauer von 5 Sek., wie bei dem Element Nr. 1, völlig genügen, da die Galvanometer selbst meist eine Schwingungsdauer von mindestens 5 Sek. besitzen. Interessant ist, daß man Trägheit und Empfindlichkeit auch durch eine der Rückseite des Elementes genäherte oder entfernte Metallscheibe beeinflussen kann. Z. B. wurde bei demselben Element ohne Hintergrund $\alpha = 190°$ und eine Einstellungsdauer von 8,5 Sek. gemessen, mit metallischem Hintergrund dagegen $\alpha = 152°$ und 6,0 Sek. Die in kleinem Abstand vom Elemente befindliche Metallscheibe wirkt also in dem Sinne, daß das Element bei derselben Strahlung nur eine geringere Temperatur annehmen kann, daß dafür aber der Gleichgewichtszustand zwischen zugeführter und abgeleiteter Wärme schneller erreicht wird.

Von Bedeutung ist noch die Abschlußscheibe der Elemente. Wenn man mit den Apparaten im Laboratorium in ruhiger Luft auch ohne Abdeckscheibe arbeiten kann, so ist dieselbe doch zum Schutz der Elemente gegen Beschädigung sowie gegen Luftströmungen im allgemeinen nicht zu entbehren. In Frage kommen Glas, Flußspat, Steinsalz und Glimmer. Glas ist für längere Wellenlängen überhaupt nicht durchlässig, Flußspat ist durchlässig bis etwa 8 μ, Steinsalz bis zu 12 μ. Steinsalz ist in dieser Hinsicht also am besten, aber leider in feuchter Luft wenig beständig. Die Firma Zeiß liefert zu dem Thermoelement Steinsalzplatten[1]), welche mit einer geeigneten Lackschicht überzogen gegen Lufteinflüsse haltbar gemacht sind. Wie aus der Tabelle III hervorgeht, welche die Aus-

1) Rubens, Eine neue Thermosäule, Zeitschr. f. Instrumentenk. **18**, 65, 1898.

2) Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unterr. **5**, 287, 1913.

1) D. R.-G.-M. 660887 74d vom 25. Nov. 1916.

schläge bei demselben Element mit verschiedenen Abschlußplatten bei verschiedenen Temperaturen des strahlenden Körpers wiedergibt, absorbiert diese Lackschicht bei Temperaturen von ca. 100° C, bei denen das Maximum der Strahlung zwischen 7 und 8 μ liegt, fast ebensoviel wie die 4 mm starke Steinsalzplatte selbst. Bei höheren Temperaturen fällt der Einfluß der Lackschicht dagegen mehr und mehr fort. Im Laboratorium haben sich derartig überzogene Steinsalzplatten sehr gut gehalten, im Freien aber ist die Haltbarkeit in feuchter Luft auch nur von beschränkter Dauer. Hier kommt eigentlich nur Flußspat in Frage, denn Glimmer ist auch in dünnster Schicht weniger durchlässig, auch schützt solche dünne Glimmerschicht infolge zu guter Wärmeleitfähigkeit nicht genügend gegen Luftströmungen, deren Temperatur von derjenigen des Elements abweicht. Wie Tabelle III zeigt, erhöht die Abschlußplatte die Empfindlichkeit der Elemente ein wenig, da der Verlust durch Luftströmung vermindert wird; infolgedessen ergeben sich mit Steinsalzplatte bei Strahlern höherer Temperatur sogar etwas größere Ausschläge als ohne Platte. Wird die Platte in größerem Abstand vor das Element geschaltet, so überwiegt sofort wieder der Verlust durch Absorption und die Ausschläge werden kleiner als 100°.

Tabelle III.

Element Nr. 1	Temperatur des Strahlers: 100° C	500° C	1200° C	2300° C
Ohne Platte	100	100	100	100
Mit Steinsalz 4 mm stark .	84	98,5	102	103,5
Mit Steinsalz lackiert 4 mm	67,5	86,5	92,5	96,5
Mit Flußspat 2 mm	54,0	83,0	94,0	98,0
Mit Glimmer 0,04 mm . .	44,0	68,7	85,0	92,0
Mit Glas 1,3 mm	2,1	9,9	33,0	70,3

Die Fig. 1 und 2 zeigen die Ausführungsform, welche die Firma Zeiß ihren Elementen gegeben hat. Die Elemente sind in einem festen Metallgehäuse untergebracht, das, mit einem Zapfen von 13,5 mm Durchmesser versehen, leicht in jedem Stativ befestigt werden kann. Man erkennt in Fig. 2 den Kugelspiegel mit dem davor sitzenden Thermoelement. Ein neben dem Element sichtbarer Metalleinsatz gestattet, das Element mit auswechselbaren Abschlußscheiben aus Glas, Flußspat und lackiertem Steinsalz zu benutzen. Auf Wunsch wird ferner ein leicht zu befestigender Auffangetrichter nach Angabe des Verf. mitgeliefert.

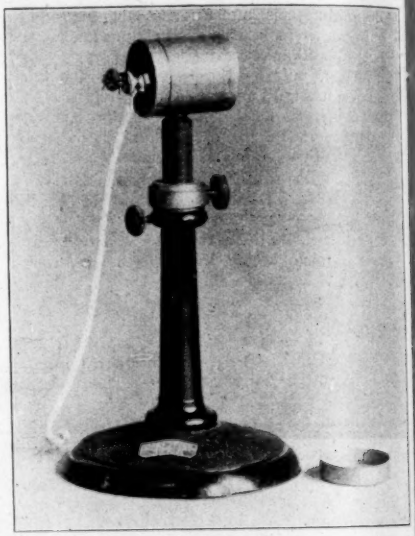


Fig. 1.

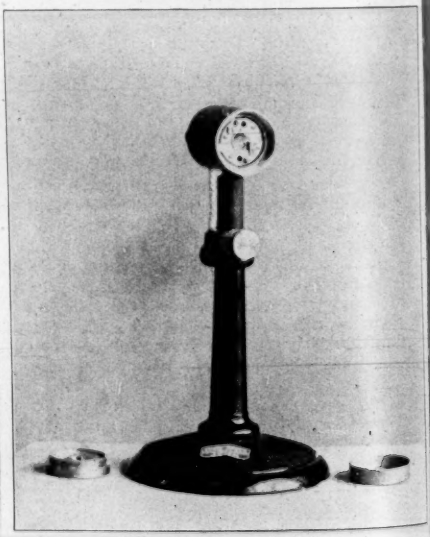


Fig. 2.

Fig. 3 zeigt einen handlichen von der Firma Zeiß für Herrn Prof. Jensen in Hamburg hergestellten Apparat für meteorologische, astronomische und ähnliche Beobachtungen, bei denen eine erheblich höhere Empfindlichkeit gewünscht wird. Das Element befindet sich hier im Brennpunkt eines vorn versilberten und farblos lackierten Parabolspiegels von 25 cm Durchmesser und 15 cm Brennweite. Das Spiegelgehäuse ist in horizontaler und vertikaler Richtung leicht verstellbar, es ist mit einem Handgriff zum Tragen, einem sich durch Federdruck öffnenden zweiteiligen Metalldeckel sowie mit den zum Element führenden isolierten Anschlußklemmen versehen. Das in Fig. 3 sichtbare Element im evakuierten Glasgehäuse ist bei Untersuchungen mit Strahlen

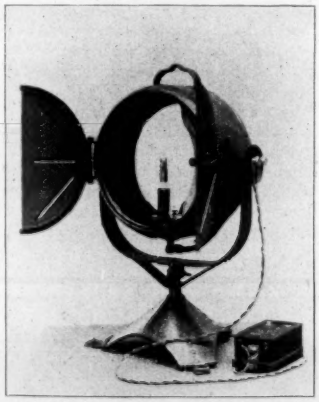


Fig. 3.

längerer Wellenlänge durch das normale Element mit Kugelspiegel und Flußspatscheibe zu ersetzen.

Mit dem in der Fig. 3 sichtbaren Zeigergalvanometer von Siemens & Halske (1,5 Ohm $1^0 = 1 \cdot 10^{-5}$ Amp.) erhielt ich, wenn der Apparat auf eine in 20 m Abstand befindliche Hefnerlampe gerichtet wurde, einen Ausschlag von 1^0; einen ungefähr gleich großen Ausschlag erzeugte der blaue Nordhimmel im September morgens 10 Uhr. Gemessen mit dem erwähnten Spiegelgalvanometer von H. & B. (5 Ohm $1^0 = 2 \cdot 10^{-8}$ Amp.) würde 1 HK in 1000 m Entfernung noch einen eben meßbaren Ausschlag von $0{,}4^0$ geben, während diese Strahlung mit dem Panzergalvanometer von Siemens & Halske (2 Spulen à 5 Ohm) bei einem Ausschlag von ca. 10^0 noch sicher gemessen werden könnte.

Zur weiteren Beurteilung der erreichbaren Empfindlichkeit diene eine Messung der Mondstrahlung, die ich am 10. September d. J. abends 10 Uhr bei klarem Himmel in Hamburg ausführte. Der Mond war nicht mehr voll (Mondalter 17 Tage), er stand etwa 25^0 über dem Horizont, befand sich also noch im Dunstkreis der Großstadt, trotzdem erzeugte seine Strahlung einen Ausschlag von 300 Skalenteilen des H- & B-Galvanometers. Beim Vorschalten einer Glasscheibe ging dieser auf 265^0 zurück. Würde man alle Möglichkeiten zur Empfindlichkeitssteigerung ausnützen — Anwendung des Panzer-

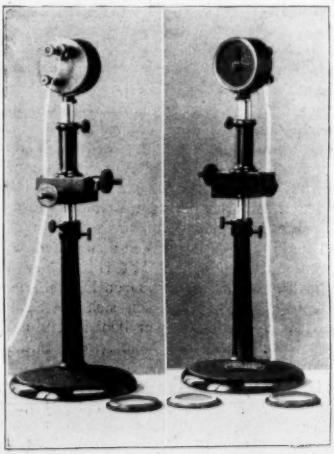


Fig. 4. Fig. 5.

galvanometers, Anbringung der Skala in größerem Abstand, Anwendung eines Auffangespiegels von 100 cm Durchmesser —, so würde man schätzungsweise noch den millionsten Teil der Vollmondstrahlung messen können. Das neue Element dürfte sich also in Verbindung mit einem größeren Parabolspiegel hervorragend zu Strahlungsmessungen auf astronomischem Gebiete eignen.

Um die Elemente auch für Spektraluntersuchungen brauchbar zu gestalten, wurde auf Veranlassung des Verf. eine Linear-Thermosäule aus 10 Einzelelementen, deren Lötstellen in einer Geraden von 18 mm Länge angeordnet sind, von Zeiß hergestellt. Die Fig. 4, 5 und 6 zeigen das Äußere dieser Säule. Das die Elemente enthaltende starke Metallgehäuse wird entweder durch eine aufschraubbare Platte aus Glas oder lackiertem Steinsalz abgeschlossen, doch kann die

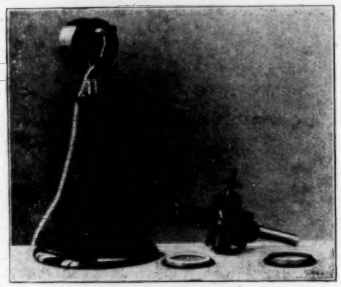


Fig. 6.

Säule auch ohne Abschlußscheibe verwendet werden. Wie aus den Abbildungen zu ersehen, ist die Säule auf dem zugehörigen Stativ in der Höhe, Seite und Tiefe leicht zu verstellen. Zur Seiten- und Tiefenbewegung dient ein Kreuzschlitten, der die feinsten Verschiebungen im Spektrum vorzunehmen gestattet. Unmittelbar vor den Elementen befindet sich ein von außen durch eine Schraube verstellbarer Spalt, mit welchem jede gewünschte Weite zwischen 0 und 2,5 mm einzustellen ist. Mit Hilfe einer ebenfalls in Fig. 4 und 6 sichtbaren Einstellupe von 5facher Vergrößerung lassen sich die Spektrallinien im sichtbaren Gebiet beobachten und so die Spaltweite und die Stellung der Säule im Spektrum genau kontrollieren.

Die Größe der Galvanometerausschläge ist natürlich von der Spaltweite abhängig. In welchem Maße, zeigt die gestrichelte Kurve in Fig 7. In dieser Figur sind die Ausschläge in

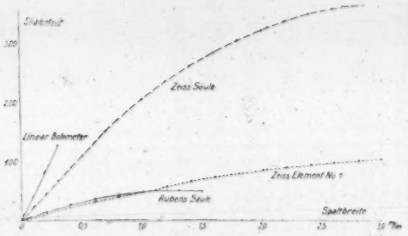


Fig. 7.

Abhängigkeit von der Spaltweite für die Zeiß- und die Rubens-Säule aufgetragen. Bis zur Spaltweite von 0,8 mm sind die Ausschläge der Spaltweite bei der Zeiß-Säule genau proportional, von da ab nimmt die Empfindlichkeit langsamer zu, weil die Auffangeflächen nach dem Rande zu weniger wirksam werden. Ähnlich liegen die Verhältnisse bei der Rubens-Säule, doch läßt die geringe Größe der Ausschläge bei engem Spalt keine genauen Ablesungen zu. Als Anzeigeinstrument diente bei diesen Versuchen immer das Spiegelgalvanometer von S. & H. mit 40 Ohm Widerstand und der Empfindlichkeit von $1^0 = 6 \cdot 10^{-9}$ Amp. In Fig. 7 sind ferner die entsprechenden Werte für das einfache Zeiß-Element Nr. 1 mit Kugelspiegel eingetragen, die letzte Kurve endlich gilt für das noch näher zu beschreibende Linear-Bolometer des Verf. bei 30 Milliamp. Heizstrom. Das einfache Element Nr. 1 entspricht also ziemlich der Rubens-Säule, doch ist zu bemerken, daß dieses Element nur einen Teil der Höhe des der Rubens-Säule angepaßten Spektrums ausnutzt. Wenn es möglich ist, die Apparatur in dem Sinne umzuändern, daß das Spektrum kürzer und dabei in gleichem Maße intensiver wird, so muß man mit dem einfachen Element noch erheblich mehr erreichen. Ein Versuch mit dem Rubensschen Ultrarot-Spektrometer bestätigte dies vollkommen, ein einziges der neuen Elemente leistet in diesem Fall fast 3mal soviel wie die 20 Eisenkonstantanelemente der Rubens-Säule. Für Demonstrationszwecke wird man natürlich ein großes Spektrum vorziehen und das Element bzw. die Säule mit einem Auffangetrichter verwenden. Auf diese Weise lassen sich im blauen und violetten Teil des Spektrums noch sehr brauchbare Ausschläge erzielen.

Um einen Vergleich der Zeiß-Säule mit einem Linear-Bolometer ausführen zu können, konstruierte der Verf. auf Grund der früher bei Zeiß mit Spiralbolometern gemachten Erfahrungen ein solches, das sich bei großer Einfachheit gut bewährt hat. Es besteht im wesentlichen aus zwei ähnlichen nebeneinander angeordneten Eisenspiralen von 15 mm Länge und 0,3 mm Durchmesser, von denen die eine bestrahlt, die andere durch ein Blech gegen die Strahlung geschützt wird[1]). Die Spiralen verdanke ich Herrn Dr. Mayer, der mir dieselben im Glühlampenwerk von Siemens & Halske aus Eisendraht von 0,015 mm Durchmesser auf einen Dorn von 0,3 mm wickeln ließ. Die geschwärzten Spiralen sind vor einem weißen Hintergrund[2]) in einem schwach evakuierten Glasgefäß mit Steinsalzfenster untergebracht, sie haben jede einen Widerstand von ca. 100 Ohm und werden mit zwei Konstantanwiderständen in bekannter Weise zu einer Brücke vereinigt. Die zulässige Heizstromstärke beträgt etwa

1) D. R.-G.-M. Zeiß 660895/74d vom 25. Nov. 1916.
2) D. R.-G.-M. Zeiß 668414/74b vom 17. Juli 1917.

Tabelle IV.

Art des Strahlungsmessers		Wirksame Auffangefläche	Widerstand	Strahlungsquelle	Heizstrom beim Bolometer	Ausschlag am Spiegelgalvanometer $50\,\Omega\ 1^0 = 6 \cdot 10^{-9}$ Amp.
Zeiß-Säule mit 10 Elementen	Spalt ganz geöffnet	40 qmm	38 Ohm	Kohlefadenlampe 16 K in 2 m Abstand	—	40^0
	Spalt 0,3 mm weit	5,2 „			—	$8{,}7^0$
	Spalt 0,1 mm weit	1,6 „			—	$2{,}6^0$
Steinsalzfenster	Spalt ganz geöffnet	40 qmm		Hefnerlampe in 1 m Abstand	—	20^0
Linear-Bolometer (Voege) 1 Zweig der Brücke bestrahlt Steinsalzfenster	Breite der Spirale = 0,3 mm	4,5 qmm	100 Ohm	Kohlefadenlampe 16 K in 2 m Abstand	10 Milliamp. 20 „ 30 „	$4{,}7^0$ 10^0 19^0
Flächenbolometer nach Seddig	im Vakuum Flußspatplatte 2 Zweige bestrahlt	625 qmm	jeder Zweig 30 Ohm	Kohlefadenlampe 16 K in 2 m Abstand	20 Milliamp. 30 „	75^0 150^0
Flächenbolometer nach Lummer-Kurlbaum	in Luft 2 Zweige bestrahlt	768 qmm	jeder Zweig 60 Ohm	3—4 Kohlefaden in 1 m Abstand entspr. 9—16 K in 2 m	6 Milliamp.	61^0
Linear-Bolometer nach Rubens	Eisenstreifen von 0,6 mm Breite 1 Zweig bestrahlt	nicht angegeben	3 Ohm	umgerechnet für 16 K Kohlefadenlampe in 2 m Abstand	nicht angegeben	ca. $15{,}7^0$
Linear-Bolometer nach Rubens	Platinstreifen von 0,09 mm Breite 1 Zweig bestrahlt	nicht angegeben	80 Ohm		nicht angegeben	ca. $3{,}2^0$

30 Milliamp., bei höheren Stromwerten wird die Ruhelage des Galvanometerzeigers unsicher.

In der Tabelle IV sind die mit diesem Bolometer, die mit der Zeiß-Säule und die mit einem Seddig-Bolometer gemessenen Werte eingetragen. Daneben sind die der Literatur entnommenen Zahlenwerte für einige andere Bolometer entsprechend umgerechnet zusammengestellt. Als Strahlungsquelle diente bei diesem Versuch eine Kohlefadenlampe von 16 HK im Abstand von 2 m, ein besonderer Spalt vor dem Strahlungsmesser war nicht vorhanden. Benutzt wurde das Spiegelgalvanometer von S. & H. mit 50 Ohm Widerstand.

Mit der Zeiß-Säule erhält man nach Tabelle IV bei 0,3 mm Spaltöffnung einen Ausschlag von $8{,}7^0$, mit dem Linear-Bolometer des Verf., dessen Breite ebenfalls 0,3 mm beträgt, bei 20 Milliamp. Heizstrom 10^0, bei 30 Milliamp. 19^0, doch beginnt hier die Ruhelage schon unsicher zu werden. Die Empfindlichkeit ist bei beiden Apparaten also von derselben Größenordnung, dabei ist die Schaltung bei der Thermosäule natürlich wesentlich einfacher, die Ruhelage besser und das Arbeiten unvergleichlich viel angenehmer. Ähnliche Ausschläge würde man bei der gewählten Versuchsanordnung mit den von Rubens angegebenen Linear-Bolometern[1]) erhalten, nämlich bei einem Platinstreifen von 0,09 mm Breite etwa $3{,}2^0$, bei einem 0,6 mm breiten Eisenstreifen $15{,}7^0$.

Bei ganz geöffnetem Spalt, d. h. bei einer Auffangefläche von 40 qmm, war die Zeiß-Säule mit einem Flächenbolometer zu vergleichen.

Dieser Vergleich wurde ausgeführt mit einem Flächenbolometer nach Prof. Seddig, das mir von der Inspektion des Torpedowesens in Kiel zur Verfügung gestellt war. Das Instrument hat eine Auffangefläche von ca. 490 qmm, gebildet durch zwei hintereinanderliegende Streifensysteme. Jeder Streifen ist 2 mm breit, und zwar füllt der hinten liegende Streifen immer die Lücke zwischen zwei vorderen aus. Das Gehäuse ist evakuiert und durch eine Flußspatplatte von 25 mm Durchmesser abgeschlossen.

1) Rubens, „Über Dispersion ultraroter Strahlen", Wied. Ann. **45**, 242, 1892.

Bei 20 Milliamp. Heizstrom erhielt ich 75°, und bei 30 Milliamp. 150° Ausschlag, wobei der Lichtzeiger aber seine Ruhelage schon sehr stark veränderte. Trotz der 10mal so großen Fläche gibt dies Bolometer also nur den doppelten Ausschlag wie die Zeiß-Säule. Eine ähnliche Empfindlichkeit weist das von Lummer und Kurlbaum[1]) beschriebene Flächenbolometer auf, bei welchem ebenfalls zwei Zweige mit insgesamt 768 qmm Fläche bestrahlt werden.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Zeißelemente bezüglich Empfindlichkeit, Trägheitslosigkeit und Haltbarkeit einen bedeutenden Fortschritt darstellen und daß die mit diesen Elementen ausgestattete Thermosäule den besten Linear- und Flächenbolometern gleichwertig ist. In Verbindung mit dem Parabolspiegel liefern die Elemente einen Strahlungsmesser höchster Empfindlichkeit und denkbar größter Einfachheit.

Die beschriebenen Apparate sind von der Firma C. Zeiß in Jena, Abtlg. Astro, zu beziehen.

1) Lummer u. Kurlbaum, Herstellung eines Flächenbolometers, Zeitschr. f. Instrumentenk. **12**, 81, 1892.

Hamburg, Physikal. Staatslaboratorium.

(Eingegangen 16. Dezember 1919.)

Bemerkungen bezüglich der Theorie des Glimmstroms.

Von Ragnar Holm.

In der letzten Zeit wurden verschiedene Beobachtungen veröffentlicht, die für die Theorie des Glimmstroms sehr wertvoll sind. Die betreffenden Forscher diskutieren zwar selber ihre Beobachtungen. Es dürfte aber angebracht sein das Material von einem etwas verschiedenen Standpunkt zu betrachten.

1. Zuerst erwähne ich die hochinteressanten Intensitätsmessungen an Glimmsaumspektren, die von Seeliger und Pommerrenig veröffentlicht worden sind[1]). Diese zeigen (unter anderem) wesentlich deutlicher als meine früheren Beobachtungen, daß die Balmerlinien des H_2 und die negativen Banden des N_2 beim Übergang vom Hittorfschen Dunkelraum zum negativen Glimmlicht einen sehr bzw. ziemlich sanften Intensitätsanstieg erfahren, während die Viellinien des H_2 und die positiven Banden des N_2 einen sehr schroffen Anstieg erfahren. Ich habe früher darauf hingewiesen, daß der schroffe Anstieg der letzten, der auch in den von mir hergestellten künstlichen Dunkelräumen auftritt[1]), nicht ohne neue Hypothesen erklärlich ist. Seeliger behauptet, neue Hypothesen seien nicht notwendig. Er sucht diese Behauptung mit Formeln[2]) zu stützen. Dabei führt er zweckmäßige Bezeichnungen ein. Ich werde jetzt zeigen, wie mein Beweis mit Seeligers Bezeichnungen genauer auseinandergesetzt aussieht und hoffe, daß wir dadurch zur Einigkeit gelangen.

Bezeichnungen (hauptsächlich nach Seeliger):

V_0 = Potentialgradient in der Entfernung ξ von der Kathode;

V_1 = Anregungspotential eines Spektrums. Bei diesem Energiewert möge die Anregungsfunktion plötzlich von o zu f emporsteigen. Sie bleibt konstant $= f$ zwischen V_1 und $V_2 = V_1 + \triangle V$, bei welchem Energiewert sie plötzlich wieder = o wird. $\frac{\triangle V}{V_1}$ sei klein.

Eine so beschaffene Anregungsfunktion ist nach der Seeligerschen Überlegung besonders geeignet einen schroffen Intensitätsanstieg im Glimmsaum zu veranlassen[3]);

$$V' = \frac{V_1 + V_2}{2} = V_1 + \frac{1}{2}\triangle V;$$

i = Ionisation nahe vor der Ebene ξ;

I = Intensität des betreffenden Spektrums in der Ebene ξ;

L = freie Weglänge eines Elektrons;

Es gilt laut Seeligers Gleichung 3 (Seite 629) innerhalb der Schicht ξ bis $\xi + \triangle\xi$:

$$I \sim \frac{if\triangle V}{V_0 L} \cdot e^{-\frac{V'}{V_0 L}}, \text{ d. h.}$$

$$I \sim \frac{i}{V_0} \cdot e^{-\frac{V'}{V_0 L}}. \qquad (1)$$

Zu dieser Formel bemerken wir: Sie gilt zunächst für den Fall, daß der Gradient V_0 innerhalb des Integrationsgebietes der Seeligerschen Gleichung (2) konstant ist. Ist er das nicht, so hat man als V_0 ein gewisses Mittel zu gebrauchen, welches für eine so große Strecke $\triangle_1\xi$ zu berechnen ist, daß $V_0\triangle_1\xi$ mindestens gleich der Ionisierungsspannung wird.

Bei wachsender Entfernung von der Kathode wächst $\frac{i}{V_0}$, während $e^{-\frac{V'}{V_0 L}}$ abnimmt. I wächst

1) R. Seeliger u. E. Pommerrenig, Ann. d. Phys. **59**, 589, 1919.

1) Vgl. R. Holm u. Thea Krüger, diese Zeitschr. **20**, 1, 1919.

2) R. Seeliger, Ann. d. Phys. **59**, 613, 1919.

3) Wenn diese Anregungsfunktion die Fähigkeit besäße, den unten erwähnten schroffen Intensitätsanstieg gewisser Spektren am Glimmsaum zu erklären, so wäre es offenbar leicht andere f-Funktionen anzugeben, welche einen allmählicheren Intensitätsanstieg ergeben.

also langsamer als $\frac{i}{V_0}$. Die letztgenannte Größe betrachten wir in einem Fall, wo der Übergang zum Glimmsaum sich innerhalb $\triangle\xi = \frac{L}{5}$ vollzieht. Auf dieser Strecke nimmt i höchstens um 15—20 Proz. zu[1]).

Gleichzeitig kann $\frac{1}{V_0}$ um noch weniger für Hundert zunehmen. Schon der örtliche Gradient ändert sich, nach Skinners Messungen zu beurteilen, innerhalb einer Strecke $\frac{L}{5}$ am Glimmsaum meistens um weniger[2]) als 20 Proz. Das Mittel V_0, das keine plötzliche Änderung erfahren kann, muß sich noch sicherer langsam ändern. Innerhalb der betreffenden Strecke kann aber[3]) die Intensität der Viellinien des H_2* und der positiven Banden des N_2 (um nicht von den Ozonbanden zu reden) um mehrere 100 Proz. zunehmen.

Also: Die nach (1) berechnete Größe I kann den Zuwachs der betreffenden Intensität nicht erklären. Man muß zu neuen Hypothesen greifen. Die Diskussion hat sich darum zu drehen, wie diese gestaltet werden müssen.

Zunächst kommen in Frage zwei Hypothesen, die ich selber geprüft habe. Einmal versuchte ich folgende Hypothese E: I solle proportional $\varphi(i)$ sein, wo $\varphi(i)$ schneller als i wächst. Die Ursache dazu sollte eine gegenseitige Beeinflussung der Spektrumsträger sein. Weil ich mir damals keine passende physikalische Vorstellung von dieser Beeinflussung machen konnte, habe ich diese erste Hypothese wieder verworfen[4]). Mein damaliger Haupteinwand gegen die Hypothese E war: Die bei einem Stoß emittierte Strahlung würde von so vielen umgebenden Molekülen absorbiert werden, daß die Beeinflussung eines einzelnen keine wesentliche Rolle spielen könne. Bekanntlich kann ein ganz ähnlicher „Einwand" gegen die Möglichkeit gewisser, jedoch mit Sicherheit beobachteter lichtelektrischer Effekte erhoben werden, d. h. der betreffende Einwand ist tatsächlich hinfällig — allerdings aus vorläufig unerklärten Gründen. Demnach ist es zulässig, jene Hypothese E nochmals zu probieren. Ich komme darauf zurück. Zunächst soll meine zweite Hypothese, ich nenne sie die Hypothese 5[5]), etwas diskutiert werden. Nach ihr wird das „Kleben" der Elektronen an Molekülen und damit zum größten Teil die Wiedervereinigung in genügend kräftigen Feldern verhindert. Gleichzeitig werden Spektren, die gerade bei der Wiedervereinigung emittiert werden, im entsprechenden Maß ausgelöscht.

Gegen diese Hypothese 5 macht Seeliger Einwände. Zuerst behauptet er, daß nach ihr die auslöschbaren Spektren in starken Feldern sich gar nicht zeigen dürften, das sie immerhin tun. Diesen Einwand habe ich durch eine sehr naheliegende Zusatzhypothese schon längst entkräftet[1]). Gefährlicher für meine Hypothese ist die Bemerkung Seeligers, Brose hätte Feldstärken von 3000 bis 5000 Volt/cm im normalen Glimmsaum gemessen[2]), während nach meiner Hypothese schon bei etwa 50 bis 100 Volt/cm das Kleben verhindert werden muß. Wenn dies wirklich ein Resultat der Broseschen Messungen ist, dann muß allerdings meine Hypothese 5 fallen gelassen werden, Ich bezweifle aber vorläufig, daß die von Brose gemessenen kräftigen Felder dort existiert haben, wo der Glimmsaum mittels Wiedervereinigungsspektren hervorgebracht wurde. Brose hat sich offenbar keine Mühe gegeben, die Lage des Saumes genau zu bestimmen, und er hat nicht untersucht, welche Spektren für ihn verantwortlich waren. Hier sind weitere Beobachtungen empfehlenswert.

Fest steht, daß der plötzliche Intensitätsanstieg des Viellinienspektrums des H_2, der positiven Banden des N_2 und der Ozonbanden in gewissen Glimmsäumen (wozu auch die Randflächen meiner künstlichen Dunkelräume gehören) nach der jetzigen Vorstellung des Erregungsvorganges (also mit Hilfe der Seeligerschen Anregungsfunktion) unerklärlich sind, wenn nicht eine neue Hypothese mit herangezogen wird. Hier liegt ein recht vielversprechendes Feld für Experimente vor. Meine Hypothesen E und 5 sind dabei sicherlich wertvolle heuristische Mittel. Leider habe ich aus äußeren Gründen vorläufig keine Aussicht mich selber mit dem Thema experimentell befassen zu können.

2. Gegen meine Ähnlichkeitsgesetze[3]) wendet sich Gehlhoff[4]). Die betreffenden Ähnlichkeitsbetrachtungen gelten exakt nur unter der Voraussetzung, daß die Abhängigkeit der Wiedervereinigung vom Felde eine untergeordnete Rolle spielt. Dies trifft zu in dem der Kathode nächst-

1) Vgl. meine Tabelle, diese Zeitschr. **19**, 554, 1918.

2) Vgl. z. B. Messungen von Skinner. Man beachte, daß es hier auf den im betreffenden Fall kleinst möglichen Zuwachs von $\frac{1}{V_0}$ ankommt.

3) Vgl. z. B. die genannten Messungen von Seeliger und Pommerrenig.

4) und 5) Vgl. R. Holm, diese Zeitschr. **15**, 245, 1914, Hypothese E und **16**, 22, 1915, Hypothese 5.

1) Vgl. R. Holm, diese Zeitschr. **16**, Anfang S. 23, 1915 und **19**, S. 555, rechts oben, 1918.

2) E. Brose, Ann. d. Phys. **58**, 731, 1919.

3) R. Holm, diese Zeitschr. **15**, 289, 1914.

4) G. Gehlhoff, Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 349, 1919.

liegenden Gebiet, wo die Wiedervereinigung überhaupt sehr schwach ist. Deshalb sind meine Ähnlichkeitsbetrachtungen ohne weiteres in der Theorie des Kathodenfalles verwertbar[1]). In der positiven Säule spielt aber die Wiedervereinigung eine sehr wesentliche Rolle. In dem Maße, wie sie hier vom Felde abhängig ist, müssen sich Abweichungen von meinen Ähnlichkeitsgesetzen zeigen. Nur ist zu beachten, daß ich in vielen veröffentlichten Beobachtungen an der positiven Säule eine recht weitgehende Bestätigung der betreffenden Gesetze gefunden habe[2]). Dies deutet auf eine kleine Abhängigkeit der Wiedervereinigung vom Felde in der positiven Säule, während nach einer oben erwähnten Hypothese die Abhängigkeit groß sein sollte in solchen Feldstärken, die am Glimmsaum vorkommen.

Bei der Gültigkeit der Ähnlichkeitsgesetze und bei zur Stromrichtung senkrechten Äquipotentialflächen in einem weiten Rohr muß der Weglängegradient (Bezeichnung nach Gehlhoff) unabhängig vom Druck sein. Gehlhoff hat nun (vgl. seine Kurventafel S. 353) in einem 2 cm weiten Rohr eine sehr starke Abhängigkeit des Weglängegradienten vom Druck gefunden. Er glaubt, daß diese zum größten Teil als eine Abweichung von den Ähnlichkeitsgesetzen gedeutet werden muß, welche auf der Abhängigkeit der Wiedervereinigung vom Felde beruht. Durch Vergleich mit Messungen in H_2-Füllung bin ich zu der Ansicht gekommen, daß der Gehlhoffsche experimentelle Befund doch wahrscheinlich zwei andere Hauptursachen hat: Erstens muß der Weglängegradient zunehmen, wenn das Verhältnis $\frac{\text{Weglänge}}{\text{Rohrdurchmesser}}$ wächst[3]). Zweitens wächst das Kleben und die Wiedervereinigung bei abnehmendem Druck, wenn gleichzeitig der Prozentgehalt klebriger Verunreinigung zunimmt. Obwohl Gehlhoff mit sehr reinem N_2 gearbeitet hat, ist eine bei kleinen Drucken wirksame Verunreinigung nicht ganz ausgeschlossen, denn gerade N_2 ist gegen solche Verunreinigung äußerst empfindlich, fast wie ein Edelgas. Was nun das erste anbelangt, so muß ich Gehlhoff beistimmen, als er selber es beklagt, nicht mit verschiedenen Rohrweiten gearbeitet zu haben. Der einzige Weg, um hier zu einem sicheren Resultat zu gelangen, ist nämlich mit verschieden weiten, gleichzeitig angeschlossenen Röhren und bei verschiedenen Drucken zu arbeiten. Denn nur so bekommt man die Möglichkeit den Einfluß des Verhältnisses $\frac{\text{Weglänge}}{\text{Rohrdurchmesser}}$ zu eliminieren.

Unzweideutige, wesentliche Abweichungen von den Ähnlichkeitsgesetzen kenne ich noch keine.

3. C. A. Skinner hat neulich Berechnungen über den Kathodenfall veröffentlicht, welche sich sehr gut an dazugehörige Beobachtungen anschließen[1]). Durch die auffallend gute Übereinstimmung werden zwei wichtige Skinnersche Resultate gekräftigt, nämlich erstens die Existenz des Kathodensprunges, zweitens der Befund, daß der Potentialgradient gar keine Sonderheit im Glimmsaum aufweist[2]). Der Kathodensprung deutet auf eine kräftige positive Raumladung in nächster Nähe der Kathode. Es sei nun darauf aufmerksam gemacht, daß von einem Kathodensprung bei Broses Messungen nichts zu merken ist. Seine Feldstärkeangaben verlangen sogar im Widerspruch zu Skinners Theorie eine negative Raumladung nahe vor der Kathode. Hier gehen also die Resultate diametral auseinander.

Wenn wir nun aber vorläufig annehmen, daß die Skinnerschen Beobachtungen in der Hauptsache richtig sind, so ist doch eine Schlußfolgerung, die er zieht, unrichtig. Er glaubt den Stromwert des von der Kathode ausgehenden primären Kathodenstrahles berechnen zu können, findet aber einen Wert, den ich etwa 1000 mal zu klein schätze. Ich habe geprüft, ob man nicht unter der Voraussetzung eines stärkeren primären Kathodenstrahles, so wie ich ihn vermute, und einer so beschaffenen Ionisation, wie ich früher angenommen habe[3]), ebensogute Übereinstimmung mit Skinners Beobachtungen wie durch seine Theorie erreichen könnte. Es gelang. Ich konnte meine berechneten Kurven sogar etwas besser an die Beobachtungen anpassen als Skinner seine. Weil meine Berechnungen außerdem unseren sonstigen Kenntnissen über die Ionisation[4]) besser gerecht werden, als es die Skinnerschen tun, halte ich sie für richtiger. Es möge hier genügen das Prinzip meiner Berechnungen anzudeuten.

Ich ging davon aus[5]), daß die Raumladungen nahe der Kathode fast ausschließlich von den positiven Ionen herrühren. Die leicht

1) R. Holm, diese Zeitschr. **17**, 402, 1916.
2) Vgl. R. Holm, diese Zeitschr. **15**, 290 u. 291, 1914.
3) Vgl. R. Holm, Hypothese E', diese Zeitschr. **15**, 783, 1914 und **19**, 550, 1918.

1) C. A. Skinner, Phys. Rev. **12**, 143, 1918.
2) Vgl. R. Holm, diese Zeitschr. **19**, Schluß der S. 553, 1918.
3) Vgl. R. Holm, diese Zeitschr. **19**, 554, 1918.
4) Es handelt sich hier um die interessanten Messungen von W. Kossel (Ann. d. Phys. **37**, 407, 1912) und F. Meyer (Ann. d. Phys. **45**, 1, 1914), die der Amerikaner Skinner nicht zu kennen scheint.
5) J. J. Thomson hat auf die betreffende Tatsache schon längst aufmerksam gemacht.

beweglichen Elektronen halten sich ja nur sehr kurze Zeit dort auf. Wie Skinner nahm ich an, daß der Strom der positiven Ionen am Orte des Gradientenminimums die Hälfte des ganzen Stromes ausmacht. (Dort dürften die meisten Elektronen „kleben" und negative Ionen bilden, so daß die gesamte Raumladung = 0 wird.) Sowohl der dortige Stromwert wie die Variation des Stromes der positiven Ionen von Schicht zu Schicht konnte berechnet werden mit Hilfe der Ionisationsformel[1]):

$$\frac{n}{4}(1{,}33)^m,$$

wenn n die Anzahl primärer Elektronen, L die mittlere freie Elektronenweglänge und

$$mL = \frac{L}{2}$$

die Entfernung von der Kathode bedeutet. Ich teilte das Gebiet zwischen der Kathode und dem Ort des Gradientenminimums in Schichten und rechnete für jede Schicht mit folgenden Formeln, die den Skinnerschen Formeln (4) und (5) entsprechen:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 = B\cdot(x-x_0) + \left(\frac{\partial V_0}{\partial x}\right)^2$$

$$V_0 - V = \frac{2}{3}\frac{1}{B}\int_{x_0}^{x}\left(B\cdot(x-x_0) + \left(\frac{\partial V_0}{\partial x}\right)^2\right)^{3/2}$$

$$B = 7{,}2\cdot 10^{12}\cdot\varkappa\cdot\frac{j}{u}.$$

Hier bedeutet x den Abstand in Zentimetern vom Ort des Gradientenminimums gegen die Kathode gerechnet, V Potential in Volt, x_0 Anfang einer Schicht, V_0 dortiges Potential, j mittlere Stromstärke der positiven Ionen in der betreffenden Schicht, u die spezifische Geschwindigkeit der positiven Ionen.

Wie Skinner[2]) fand ich eine Abweichung der berechneten V-Werte von den beobachteten innerhalb des Gebietes des negativen Glimmlichtes. Diese Abweichung kann offenbar entfernt werden, wenn im betreffenden Gebiet auch von negativen Ionen (klebenden Elektronen) herrührende Raumladungen, welche die positiven neutralisieren, angenommen werden[3]).

Eine Überschlagsrechnung, bei der die negative Ionenbildung in solcher Ausdehnung berücksichtigt wurde, daß die erwähnte Diskrepanz zwischen Messungen und Berechnungen für das Innere des negativen Glimmlichtes in der Hauptsache verschwand, ergab folgende Stromwerte, j, des primären Kathodenstrahles:

bei einfacher; zweifacher; vierfacher; normaler
$j_1 = 0{,}06\cdot j_0;\ 0{,}08\cdot 2\,j_0;\ 0{,}11\cdot 4\,j_0$ Stromdichte,

wo j_0 die zum normalen Kathodenfall gehörige Stromdichte an der Kathodenoberfläche bedeutet.

(Eingegangen 22. Dezember 1919.)

1) Siehe R. Holm, diese Zeitschr. **19**, Tabelle S. 554, 1918.

2) Vgl. Skinner, l. c. S. 148, Fig. 2.

3) Dies in Übereinstimmung mit meiner Glimmsaumtheorie nach der Hypothese E'.

Die Gesamtstrahlung der Hefnerlampe.

Von Walther Gerlach.

Öfters wiederkehrende Anfragen veranlassen mich zur Veröffentlichung folgender Notiz:

Ich habe im Jahre 1913 nach der absoluten Thermosäulenmethode die Gesamtstrahlung der Hefnerlampe in absoluten Einheiten gemessen[1]). Die Hefnerlampe wurde in der vorgeschriebenen Art gebrannt. Zur guten Definition der Gesamtstrahlung erwies es sich als notwendig, in einem gewissen Abstand zwischen Flamme und Thermosäule ein Diaphragma aufzustellen; es wurde gewählt ein Diaphragma von $14\times 50\,mm^2$ in 10 cm Abstand. Alles Weitere ist aus der genannten Veröffentlichung zu ersehen.

Nicht mitgeteilt wurde seinerzeit der Einfluß der Zimmertemperatur, des Barometerstandes und der Luftfeuchtigkeit auf die absolute Strahlung, Faktoren, welche die Lichtstrahlung recht erheblich beeinflussen. Auf eine Anfrage von Herrn E. Warburg wurden daraufhin einige Kontrollmessungen vorgenommen. Der Barometerstand schwankte zwischen 718 und 738 mm, die Temperatur des Zimmers zwischen 10 und 20°, die absolute Feuchtigkeit zwischen 6 und 10 g/cbm. Bei Messung der Gesamtstrahlung wurde eine Abhängigkeit von diesen Faktoren nicht gefunden. Wenn sie überhaupt vorhanden ist, so liegt sie innerhalb der zu $\pm 1{,}5$ Proz. anzunehmenden Fehlergrenze. Dies ist also die Grenzgenauigkeit mit der z. B. die Eichung einer Thermosäule in absolutem Maße vermittels der Hefnerlampe möglich ist.

Die Unabhängigkeit — oder geringe Abhängigkeit — der Gesamtstrahlung von der Feuchtigkeit, dem nach Liebenthal wesentlichsten Faktor bei photometrischen Messungen mit der Hefnerlampe, ist physikalisch verständlich. Der Einfluß der Feuchtigkeit auf die Hefnerlampe besteht wohl in erster Linie in einer Erniedrigung der Flammentemperatur[2]). Strahlt die Hefnerlampe

1) W. Gerlach, diese Zeitschr. **14**, 577—581, 1913.

2) E. Warburg, Berl. Ber. 1918, S. 309, 21./3. 1918.

wie ein schwarzer oder grauer Körper der absoluten Temperatur von rund 1800°, so ist die Änderung der Strahlung mit der Temperatur $\frac{dJ_\lambda}{dT}$ für λ 0,5 μ etwa dreimal größer als für die Strahlung im Emissionsmaximum ($\lambda_{max} = \frac{2900}{1800} = \sim 1{,}6\,\mu$), entsprechend also die Änderung der Lichtstrahlung größer als die der Gesamtstrahlung. Nach Liebenthal[1]) nimmt die Lichtstärke der Hefnerlampe um etwa 0,7 Proz pro + 1 mm abs. Feuchtigkeit ab. Für die Gesamtstrahlung wäre also pro 1 mm abs. Feuchtigkeitsänderung eine Änderung der Gesamtstrahlung von der Größenordnung 2 Promille zu erwarten; also bei den Schwankungen von 4 mm bei meinen Messungen noch kein Prozent, und selbst bei extremen Schwankungen der Luftfeuchtigkeit von ± 5 mm eine Änderung der Gesamtstrahlungsgröße von nur etwa ± 1 Proz. Diese Differenz wird meistens innerhalb der überhaupt erreichbaren Genauigkeit liegen. Auch die Absorption der Gesamtstrahlung im Wasserdampf und Kohlesäuregehalt[1]) der Luft wird bei Eichungen in verschiedenen Abständen nicht zu berücksichtigen sein, da durch die Verbrennung in der Flamme die nächste Umgebung der Flamme so viel Wasserdampf und Kohlensäure enthält, daß schon in ihr eine fast vollständige Absorption der betr. Spektralbereiche erfolgt ist. Auch liegen im Bereich des Maximums der Hefnerlampenstrahlung nur schwächere Wasserdampfabsorptionslinien.

Zusammenfassung: Weder die Gesamtstrahlung noch die Messung der Gesamtstrahlung der Hefnerlampe wird durch wechselnden Wasserdampf- und Kohlensäuregehalt der Luft in einem bei Eichungen zu beachtenden Umfang beeinflußt.

1) Liebenthal, Prakt. Photochemie s. auch Kohlrauschs Lehrb. d. prakt. Physik.

1) W. Gerlach, Ann. d. Phys. **50**, 233—244, 1916.

Elberfeld, Physikalisches Laboratorium der Farbenfabriken, vorm. Fr. Bayer & Co.

1. Januar 1920.

(Eingegangen 14. Januar 1920.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Der „supraleitende Zustand" von Metallen.

Von C. A. Crommelin.

(Fortsetzung.)

Aus all diesen Untersuchungen kann man wohl mit großer Wahrscheinlichkeit vorhersagen, daß es noch andere Metalle gibt, die den supraleitenden Zustand zeigen. Die Untersuchung von den naturgemäß nicht ganz rein zu erhaltenden Metallen dürfte jedoch außergewöhnlich schwierig sein*).

Die Experimente an Zinn und Blei und noch mehr die an den übrigen Metallen und Legierungen tragen einen etwas vorläufigen Charakter und sind lange nicht so weit fortgesetzt und so gut abgerundet wie die an Quecksilber. Doch die Ergebnisse sind von hohem Wert, was vor allem daraus hervorgeht, daß man gelernt hat, durch spritzen unter hohem Druck von mäßig erhitztem Material durch eine feine Öffnung in eine stählerne Platte oder durch Abdrehen von einem Stück Metall auf der Drehbank äußerst dünne und leicht zerbrechliche, jedoch als Windungen für Spulen brauchbare Drähte herzustellen, eine Bearbeitung, die naturgemäß mit Quecksilber unmöglich war.

Ehe ich nun die interessanten Ergebnisse, die Kamerlingh Onnes an supraleitenden Drahtspulen fand, beschreibe, möchte ich einen von ihm projektierten, jedoch noch nicht verwirklichten Versuch mitteilen. Dieser betraf die Frage nach der Intensität des magnetischen Feldes in Spulen aus supraleitenden Drähten[22]).

Man verwendet in der Praxis fast immer Elektromagnete mit eisernen Kernen, um intensive Magnetfelder zu erhalten. Dieses hat einen großen Vorteil, da man durch die Magnetisierung von Eisenkernen bei einer bestimmten Anzahl Ampèrewindungen weit größere Feldstärken erhält, als ohne solche; doch die Sättigung des Eisens setzt den Intensitäten eine Grenze, was jedoch nicht sehr wichtig ist, denn bei den scharfsinnigsten Methoden der Abkühlung von Drahtspulen (z. B. bei der Weißschen Methode) ist die Stromstärke infolge der Wärmeentwicklung nie so weit zu treiben, daß der Sättigungszustand ganz erreicht wurde.

Theoretisch ist es jedoch möglich, eine unbegrenzt große Feldstärke zu erhalten, wenn man nur eine genügende Anzahl Ampèrewindungen ohne Kerne um die Stelle wickelt,

*) Die neuesten Untersuchungen (noch nicht publiziert) haben ergeben, daß auch Thallium supraleitend wird, und daß der Sprungpunkt bei ungefähr $2^0{,}3$ *K* liegt.

in der man das Feld hervorrufen will. Der Gedanke, um auf diese Weise ein Feld von 100 000 Gauß mittels Drahtspulen gekühlt mit flüssiger Luft zu verwirklichen, rührt von Perrin. Bei der Ausführung eines solchen Planes läuft es darauf hinaus, die Spulen abzukühlen, muß doch die Wärme ebenso schnell abgeführt werden, als sie entsteht. Fabry, der den Gedanken von Perrin einer Untersuchung und Berechnung unterworfen hat, kommt zu dem Resultat, daß für ein Feld von 100 000 Gauß in einer Spule von *Cu*-Draht, die mit flüssiger Luft gekühlt wird, mit einer Durchbohrung von 1 cm Durchmesser, 100 KW an elektrischer Energie pro Sekunde erforderlich sein sollte. Diese 100 KW sollte eine leistungsfähige Dynamomaschine ohne Mühe oder große Kosten liefern können. Ganz anders steht es um die Frage, wieviel flüssige Luft nötig ist, um die 25 Kilogramm Kalorien, die pro Sekunde entstehen, wegzuführen. Die Menge sollte nicht weniger als 1500 Liter pro Stunde betragen. Zieht man in Betracht, daß man zur Bereitung von 1 Liter pro Stunde $^1/_2$ KW nötig hat, so kommt man zu dem Resultat, daß man siebenmal soviel Energie zur Ableitung der Wärme nötig hat wie zur Stromerzeugung. Die größte Schwierigkeit aber sollte nun darin liegen, wie eine Spule die gewaltige Menge Joule-Wärme an das flüssige Gas abgibt; aus konstruktivem Gesichtspunkt kann man dies für unmöglich halten. Und die Kosten für die Herstellung einer so komplizierten Einrichtung sollten nach Fabry ungefähr ebenso hoch sein wie die zu dem Bau eines Kriegsschiffes.

Kühlen mit flüssigem Wasserstoff bringt uns nicht weiter. Ist auch die erforderliche Anzahl Liter pro Stunde geringer, nämlich 700, so benötigt 1 Liter flüssiger Wasserstoff $1^1/_2$ KW, so daß man zuguterletzt noch mehr Energie nötig hat als im Falle flüssiger Luft. Ebenso wenig sollte man beim Kühlen mit flüssigem *He* weiter kommen, solange der Draht nicht supraleitend werden sollte.

Indessen tritt das Problem in eine ganz neue Phase ein, wenn man eine supraleitende Spule gebrauchte. Man würde solch eine Spule mit einer sehr großen Anzahl Ampèrewindungen von dünnem Draht und also in einem kleinen Raum herstellen können, ohne daß Joule-Wärme entwickelt werden könnte. Denn durch einen Draht von supraleitendem Quecksilber kann man einen Strom von 1200 Ampère pro mm², durch einen Draht von supraleitendem Zinn und einem solchen von 560 Ampère pro mm² senden, ohne daß der Draht seinen supraleitenden Charakter verliert.

Man hat nur dafür zu sorgen, daß keine Wärme durch Strahlung oder Leitung den Draht erreicht und daß die Stromstärke unter dem Schwellenwerte bleibt.

Eigenartig ist die Erwägung, daß man eine solche Spule ruhig auf ein nicht supraleitendes Metall wickeln kann, das dann wie ein Isolator wirkt. Man braucht kein Bedenken der Aufgabe gegenüber zu hegen, mit einer supraleitenden Spule von 30 cm Durchmesser ein Feld von 100 000 Gauß zu verwirklichen, was eine Erweiterung der Leidener Heliumeinrichtung mit verhältnismäßig geringen Kosten lösen würde.

Es ist eine seit langem bekannte Erscheinung, daß der Widerstand von einigen Metallen zunimmt, wenn man sie in ein magnetisches Feld bringt. In diesem Zusammenhange drängt sich die Frage auf, ob vielleicht ein Supraleiter unter dem Einfluß von einem magnetischen Feld normal leitend würde. Um diese Frage wenigstens vorläufig zu beantworten, machte Kamerlingh Onnes einige Versuche mit Supraleitern im Magnetfelde[17]). Spulen von äußerst dünnem Blei- und Zinndraht wurden untersucht, wenn man die Windungsfläche parallel den Kraftlinien stellte, so daß ein longitudinaler und transversaler Effekt miteinander kombiniert wurden. Bei beiden Metallen trat plötzlich ein Widerstand auf und es verlor der Draht seinen supraleitenden Charakter, wenn das Feld eine bestimmte Intensität, die für verschiedene Temperaturen nicht ganz dieselbe war, erreicht hatte. Das Anlegen des Feldes hatte also dieselbe Wirkung wie Erwärmung und man kann auch hier von einem Schwellenwert des Feldes sprechen. Die Ergebnisse der Experimente sind in den folgenden Figuren wiedergegeben*). (Fig. 8 und 9.)

Bei Blei ist der Schwellenwert + 600 Gauß, bei Zinn viel tiefer. Von Blei wurde noch der transversale und longitudinale Effekt gesondert untersucht, wobei sich zeigte, daß die Schwellenwerte für beide Effekte dieselben waren, doch daß bei stärkeren Feldern der transversale Effekt viel intensiver war als der longitudinale**).

Wir kommen nun zu der Beschreibung eines sehr merkwürdigen Experimentes, das Kamer-

*) Fig. 8 stellt den kombinierten Effekt bei Zinn, Fig. 9 den longitudinalen und transversalen Effekt an Blei dar.

**) Prof. Kamerlingh Onnes machte mich darauf aufmerksam, daß ich in bezug auf die Verwirklichung von sehr starken Magnetfeldern mittels supraleitender Drahtspulen eine veraltete Auffassung wiedergegeben habe. Der Widerstand, der durch das eigene magnetische Feld der Spule im Draht erzeugt wird, wird dieser Verwirklichung große Schwierigkeiten bereiten oder vielleicht ganz unmöglich machen. Siehe: Suppl. Nr. 35 (Nobelvortr. 1913, S. 32 Fußnote).

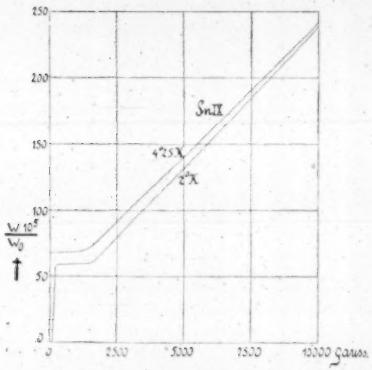


Fig. 8.

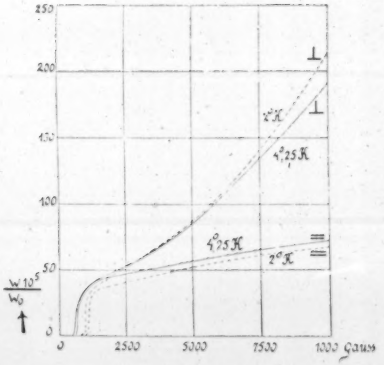


Fig. 9.

lingh Onnes machte, um die Beharrlichkeit eines Stromes in einem Supraleiter zu demonstrieren, ein Experiment, welches zwar keine neue Erscheinung gab, indessen aber so überraschend war, daß man vor kurzer Zeit sicher nicht an die Möglichkeit eines solchen Versuches gedacht hätte[18] [19]).

Kamerlingh Onnes folgte beim Überlegen des Experimentes folgendem Gedanken: Wenn man in einer in sich geschlossenen supraleitenden Spule einen Strom erzeugt, so wird es möglich sein, daß dieser lange Zeit in ihr fließt. Denn die Relaxationszeit τ, in der die Stromstärke auf den e^{ten} Teil ihres ursprünglichen Wertes abgenommen hat, ist bekanntlich $\frac{L}{r}$, wobei L den Selbstinduktionskoeffizienten, r den Widerstand bedeutet.

Bei normal leitenden Metallen ist diese Zeit τ so klein, daß man sie experimentell fast nie wahrnehmen kann. Bei der Bleispule z. B., welche für die Experimente in flüssigem *He* gebraucht wurde, gelten die folgenden Konstanten: 1000 Windungen von $\frac{1}{70}$ mm² Querschnitt auf ein Messingrohr gewunden, das 8 cm im Querschnitt und 1,1 cm lang war, in Schichten zusammen 1,1 cm dick, besitzen bei Zimmertemperatur einen Widerstand von 734 Ω und eine Selbstinduktion von 10 Milli-Henry, daher ist die Relaxationszeit $^1/_{70\,000}$ Sekunde. Der mikroresiduelle Widerstand war nach Schätzung bei 1,8° *K* mehr als $2{,}10^{10}$ mal so klein wie bei Zimmertemperatur und die Relaxationszeit mochte also bei 1,8° *K* wenigstens von der Größenordnung eines Tages sein.

Das Experiment wurde nun folgendermaßen eingerichtet: Die Spule wurde in den Kryostaten gebracht und letzterer zwischen die Pole eines sehr großen Elektromagneten von Weiß, mit der Windungsfläche senkrecht zu den Kraftlinien, sodaß die Windungen ein Bündel Kraftlinien umschlossen (siehe Fig. 10). Es wurde nun ein Magnetfeld von 400 Gauß erregt und die Spule in den supraleitenden Zustand gebracht. Das Feld wurde in 10 Sekunden etwa auf

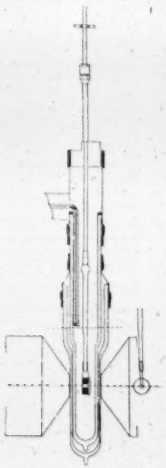


Fig. 10.

200 Gauß reduziert und darauf der Magnet in ungefähr 3 Sekunden entfernt. Die Anzahl Kraftlinien, die die Spule umfaßte, wurde somit in kurzer Zeit auf Null reduziert, wodurch in dem Draht ein Induktionsstrom erzeugt wurde. Die elektromagnetische Wirkung dieses Stromes konnte mit einer Magnetnadel wahrgenommen werden, die in kurzem Abstand von dem Kryostaten aufgestellt war. Das Erdmagnetfeld wurde mittels eines geschickt aufgestellten Stahlmagneten kompensiert. Es zeigte sich nun, daß der induzierte Strom wirklich lange Zeit floß. Genau konnte die Stromstärke in dieser Weise natürlich nicht bestimmt werden, jedoch zeigte eine einfache Überlegung, daß die Stromstärke ungefähr 0,6 Ampère betrug, somit noch unter dem Schwellenwerte 0,8 Ampère war; auch das magnetische Feld blieb unterhalb des Schwellenwertes, da sonst der Draht normal leitend geworden wäre und der Strom in kurzer Zeit verschwunden wäre.

Es versteht sich von selbst, daß man sich, wenn man zum ersten Male eine so überraschende Erscheinung vor Augen hat, eines Zweifels nicht erwehren kann, und daher das Bedürfnis empfinden wird, durch allerhand Kontrollmessungen die Rechtfertigung der Schlüsse zu bestätigen. Die Experimente sind dann auch in der verschiedensten Weise wiederholt und verifiziert. Stellte man die Spule mit ihrer Windungsfläche parallel den Kraftlinien, so verschwand der Effekt oder war nur sehr gering infolge unvollkommener Orientierung. Überschritt man den Schwellenwert der Stromstärke oder des magnetischen Feldes, so verschwand der Effekt; ebenfalls, wenn man die Spule aus dem flüssigen Helium und also in eine Temperatur oberhalb des Temperatursprunges brachte. Die Strommessung mittels der Magnetnadel wurde erheblich verbessert, so daß man auf 2 Proz. genau beobachten konnte. Diese späteren und verbesserten Versuche ergaben, daß die Stromstärke pro Stunde um weniger als 1 Proz. abnahm, woraus folgte, daß die Relaxationszeit mehr als 4 Tage betragen mußte.

Nimmt man an, daß der mikroresiduelle Widerstand dem Gesetz von Ohm gehorcht, was durchaus nicht sicher ist, so findet man für Blei, daß dieser Widerstand 0,3 bis $0{,}2\ 10^{10}$mal so klein ist, wie der bei gewöhnlicher Temperatur. Man könnte noch an die Möglichkeit magnetischer Eigenschaften der Messingmontur denken. Denn von den magnetischen Eigenschaften der Messingmontur bei Heliumtemperatur war gar nichts bekannt, daher war die Möglichkeit, daß ein Teil des elektromagnetischen Feldes außerhalb des Kryostaten von der Montur herrührte, a priori nicht ausgeschlossen. Zur Beantwortung dieser Frage wurde ein Messingrohr von vollkommen denselben Dimensionen wie die der Montur in den Kryostaten gebracht und dem Einfluß eines magnetischen Feldes unterworfen. Es zeigte indessen keine merkliche Magnetisierung. Die wahrgenommene Erscheinung war somit zweifellos dem Bleidraht zu verdanken.

Obwohl alle diese Experimente, die quantitativ in guter Übereinstimmung mit der Berechnung standen, kaum Zweifel an der Richtigkeit der Interpretation zurückließen, überlegte Kamerlingh Onnes folgenden geistvollen Versuch, der dann jeden Zweifel ausschließen sollte. Die beiden Enden des Bleidrahtes wurden so aneinandergeschweißt, daß der Draht an dieser Stelle durch einen Haken, einem langen dünnen Stabe, der aus dem Kryostat herausragte, entzweigerissen werden konnte. Bei A und B (Fig. 11) waren zwei Drähte befestigt, die mit einem ballistischen Galvanometer verbunden waren. Es wurde nun ein Induktionsstrom in der Spule erzeugt und der Draht entzweigerissen. Der Strom mußte nun durch das Galvanometer fließen und verursachte da einen ballistischen Ausschlag; denn in demselben Augenblick, wo der Ausschlag zustande kam, wurde der Strom ausgelöscht, weil nun ein gewöhnlicher Widerstand in den Stromkreis mit eingeschaltet war. Aus dem Ausschlag ergab sich ein Strom von + 0,3 Ampère, der durch den Bleidraht geflossen war. Dieser Versuch behob jeden Zweifel an der richtigen Interpretation des außerhalb des Kryostaten wahrgenommenen elektromagnetischen Feldes.

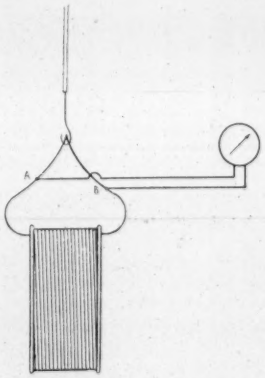


Fig. 11.

Ich möchte die Betrachtungen über diese Versuche nicht abschließen, ohne wenigstens ein paar Worte über die Beschreibung eines supraleitenden Schalters und eines damit im Zusammenhange stehenden Experimentes gesagt zu haben.

Kamerlingh Onnes konstruierte einem Gedanken von Prof. Kuenen folgend einen Stromschlüssel in der Absicht, zu untersuchen, ob ein Kontakt in einem supraleitenden Stromkreis ohne Widerstand sein könnte. In Erwägung, daß der Übergangswiderstand eines gut erhaltenen Kontaktes, wie er in Widerstandskästen vorkommt, bei gewöhnlicher Temperatur von der Größenordnung von 0,0001 Ohm oder 100 000 C. G. S. ist, während die ganze Bleispule in supraleitendem Zustand einen Widerstand von etwa 37 C. G. S. Einheiten besitzt, schien die Möglichkeit eines supraleitenden Kontaktes ziemlich unwahrscheinlich zu sein. Um diese Frage zu lösen, wurde ein Stromschlüssel konstruiert und es zeigte sich bald, daß der supraleitende Kontakt ohne viel Mühe zu realisieren war. Die zwei Stücke Blei wurden mit mäßigem Druck aneinander gedrückt und gaben einen so vollkommenen Kontakt, daß von einem Übergangswiderstand nichts zu merken war und die Erscheinungen sich vollkommen so verhielten, als wären die Drähte aneinandergeschweißt. Mit Hilfe dieses originellen Stromschlüssels konnte nun der Versuch mit dem ballistischen Galvanometer in einer aus konstruktivem Gesichtspunkt vollkommener Weise wiederholt werden. Die Beschreibung dieser Versuche möchten wir jedoch unterlassen.

Erwähnen möchte ich noch einen geistvollen Gedanken von Prof. Ehrenfest, nämlich eine große Anzahl von Windungen nicht in Serie, sondern parallel zu schalten, was man dadurch verwirklichen kann, daß man einen dicken Bleiring verwendet. Der hierin induzierte Induktionsstrom müßte naturgemäß sehr intensiv werden können. Es war dies auch der Fall. Ein Strom von 320 Ampère von einer Dichte von $30 \frac{\text{Ampère}}{\text{mm}^2}$ wurde wahrgenommen, und er blieb $^1/_2$ Stunde lang bis auf weniger als 1 Proz. konstant. Bei der Spule war die Stromdichte 49 Ampère.

Diese Induktionsströme in supraleitenden Metallen nennt Kamerlingh Onnes Nachahmungen von Ampèreströmen.

Ampère, der berühmte französische Physiker aus dem Beginn des vorigen Jahrhunderts hatte infolge seiner und Örstedts Entdeckungen die Hypothese aufgestellt, daß das Feld in der Nähe eines magnetisierten Körpers in einer großen Anzahl kleiner Kreisströme seinen Ursprung hatte, die ohne Dämpfung in oder um die Moleküle herumfließen; das Magnetisieren bestand in nichts anderem als den Parallelstellen dieser Molekularströme. Diese Hypothese machte es möglich, die Eigenschaften paramagnetischer und ferromagnetischer Körper auf die Wirkung elektrischer Ströme zurückzuführen. Die Elektronentheorie hat im Prinzip an dieser Auffassung festgehalten, allein faßte sie die Molekularströme als kreisende Elektronen auf. Schon zur Zeit Ampères machten sich Bedenken gegen diese Vorstellung geltend, da man sonst kein Beispiel ungedämpft kreisender Ströme kannte. Um so merkwürdiger mag es nun scheinen, daß die Hypothese der Molekularströme von Ampère jetzt an gewöhnlichen Metalldrähten nachgeahmt werden konnte. In Zusammenhang hiermit verdient folgendes kurz Erwähnung: 1915 gelang es Einstein und W. J. de Haas durch eine äußerst sinnvolle Einrichtung an permanenten Magneten zu zeigen, daß die Molekularströme oder kreisende Elektronen wirklich bestehen, womit also die alte Theorie von Ampère wieder zu Ehren gebracht ist.

(Schluß folgt.)

Tagesereignisse.

Der **Normungsausschuß des Vereins deutscher Firmen für Laboratoriums-Apparate** (Schriftführer Johannes Dathe, Hamburg, Burggarten 2) veröffentlicht einen ersten Bericht, welcher Vorschläge zur Normierung von Stativen enthält.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Wien Dr. Hermann Rothe zum ord. Professor der Mathematik ebenda, Professor Otto Mente zum planmäßigen Abteilungsvorsteher am photochemischen Institut der Technischen Hochschule Berlin.

Berufen: Der ord. Professor an der Deutschen Universität Prag Dr. Gerhard Kowalewski in gleicher Eigenschaft an die Technische Hochschule Dresden, der a. o. Professor an der Universität Freiburg Dr. Ernst Riesenfeld zum Abteilungsvorsteher an das physikalisch-chemische Institut der Universität Berlin.

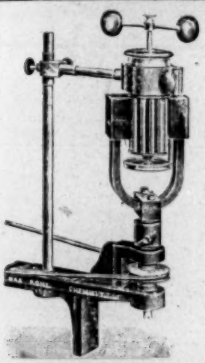
Verliehen: Dem Privatdozenten für Physik an der Universität Wien (jetzt in Jena) Dr. Erwin Schrödinger sowie den Privatdozenten an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Andreas v. Antropoff (Chemie) und Dr. Alfred Reis (physikalische Chemie und Elektrochemie) der Titel Professor.

Gestorben: Der frühere Herausgeber des Journal of the Society of Chemical Industry Watson Smith in London, der frühere Generaldirektor der Farbenfabriken vorm. Bayer & Co. in Elberfeld-Leverkusen Geh. Regierungsrat Dr. Henry T. v. Boettinger in Arensdorf (Neumark), der ord. Professor an der Universität Bologna Senatore del regno Augusto Righi, der ord. Professor der Physik und Direktor der Sternwarte der Universität Marburg Dr. Franz Richarz.

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. Peter Debye in Zürich. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz

Volleingezahltes Kapital Mk. 1600000.



52 068. Modell eines Kurzschlussankers nach Friedr. C. G. Müller, für die Schwungmaschine.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren
Ölluftpumpen
Experimentier-Schalttafeln
Projektions-Apparate
Laboratorienmöbel

in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel 1910: 4 Grosse Preise; Turin 1911: 2 Grosse Preise; Dresden 1911: Grosser Preis.

PHYWE

Physikalische Werkstätten, G.m.b.H.

Göttingen 1 bauen als Sondererzeugnis

Sämtliche Apparate zur Einführung in das Gebiet der elektrischen Schwingungen sowie Demonstrations- und Spiegelgalvanometer

in einfachen, besonders preiswürdigen Ausführungsformen.

Man verlange Preisblätter.

Prismen, Linsen, Platten
aus
Kalkspat, Flußspat, Quarz,
Steinsalz, Glas.
Gyps- und Glimmerpräparate.

Preisliste gratis.

R. Halle Nachfolger, Optisches Institut.
Berlin-Steglitz.

Въ современныхъ, новыхъ государства потребуются въ такихъ современныхъ, но общеизвѣстныхъ приборахъ какъ

Барреттеръ измерительный приборъ Гати для высокихъ напряженіе и для телефона.

Цѣна Руб. 2500 —

Béla Gáti,
Budapest IX, Gyáli-ut. 22.
Адр. Тел.: Belagatt Budapest.

Inhaltsverzeichnis:

(Z. B. — Zusammenfassende Bearbeitungen.)

Seite

Atome: Neuere Anschauungen über die chemischen Elemente und ihre —, II., v. E. Kohlweiler . . 311
Absorption: Die — in Spektrallinien im Lichte der Quantentheorie, v. Chr. Füchtbauer 322
Berührungselektrizität: Versuche zur —, v. A. Coehn u. A. Lotz 327
Buchwald, E., Statistik mit Wahrscheinlichkeitsnachwirkung 329
Chemische Elemente: Neuere Anschauungen über die — und ihre Atome. II., v. E. Kohlweiler . . . 311
Coehn, A., u. A. Lotz, Versuche zur Berührungselektrizität 327
Crommelin, C. A., Der „supraleitende Zustand" von Metallen. (Schluß.) (Z. B.). 331
Füchtbauer, Chr., Die Absorption in Spektrallinien im Lichte der Quantentheorie 322
Kähler, K., Messungen der durchdringenden Strahlung in Kolberg 324
Kohlweiler, E., Neuere Anschauungen über die chemischen Elemente und ihre Atome. II. 311
Kristalle: Über unipolare Leitung an — II., v. F. Streintz u. A. Wesely 316
Lotz, A., u. A. Coehn, Versuche zur Berührungselektrizität 327
Ludewig, P., Oszillographische Untersuchung von Mikrophonen für Unterwasserschallempfänger . . . 305

Seite

Metalle: Der „supraleitende Zustand" von —, v. C. A. Crommelin. (Schluß.) (Z. B.). 331
Mikrophone: Oszillographische Untersuchung von — für Unterwasserschallempfänger, v. P. Ludewig . . 345
Nernst, W., Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmesatzes. (B.). . . . 336
Oszillographische Untersuchung von Mikrophonen für Unterwasserschallempfänger, v. P. Ludewig . . 305
Quantentheorie: Die Absorption in Spektrallinien im Lichte der —, v. Chr. Füchtbauer 322
Spektrallinien: Die Absorption in — im Lichte der Quantentheorie, v. Chr. Füchtbauer 322
Statistik mit Wahrscheinlichkeitsnachwirkung, v. E. Buchwald 329
Strahlung: Messungen der durchdringenden —, v. K. Kähler 324
Streintz, F., u. A. Wesely, Über unipolare Leitung an Kristallen. II. 316
Unipolare Leitung: Über — an Kristallen. II., v. F. Streintz u. A. Wesely 316
Unterwasserschallempfänger: Oszillographische Untersuchung von Mikrophonen für —, v. P. Ludewig 305
Wärmesatz: Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen —, v. Nernst. (B.) . . . 336
Wesely, A., u. F. Streintz, Über unipolare Leitung an Kristallen. II. 316

Wissenschaftlich gebildeter Herr

mit abgeschlossener Hochschulbildung, guten elektrotechnischen, elektrochemischen und physikalischen Kenntnissen zur Leitung einer Glaselektrischen Abteilung eines größeren industriellen Unternehmens zum baldigen Eintritt gesucht. Geeigneten Herren bietet sich eine gut bezahlte, sichere Lebensstellung. Ausführliche Bewerbungen mit Lebenslauf, ev. Zeugnisabschriften und Gehaltsansprüchen erbeten unter **S. H. 566** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2.

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.